THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Maurice MENEGUZZI

INTERACTIONS NUCLEAIRES ENTRE LE RAYONNEMENT COSMIQUE ET LE GAZ INTERSTELLAIRE ET NUCLEOSYNTHESE DU LITHIUM, BERYLLIUM, BORE

Soutenue le 31 janvier 1975, devant la Commission d'Examen

MM.	E.	SCHATZMAN	Président
	H.	REEVES	Examinateurs
	J.	LEQUEUX	
	J.	GEISS	
	C.	ALLEGRE	

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Maurice MENEGUZZI

INTERACTIONS NUCLEAIRES ENTRE LE RAYONNEMENT COSMIQUE ET LE GAZ INTERSTELLAIRE ET NUCLEOSYNTHESE DU LITHIUM, BERYLLIUM, BORE

Soutenue le 31 janvier 1975, devant la Commission d'Examen

MM.	E.	SCHATZMAN	Président
	H.	REEVES	Examinateurs
	J.	LEQUEUX	
	J.	GEISS	
	C.	ALLEGRE	

Le présent travail a été effectué au Service d'Electronique Physique du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et au Département d'Astrophysique Fondamentale de l'Observatoire de Meudon, sous la direction d'Hubert Reeves.

Je tiens à remercier Françoise Schnuriger, Maryvonne Weyh et Noëlle Nguyen pour avoir assuré la frappe du manuscrit.

RESUME

On a étudié les effets des interactions nucléaires entre les noyaux du rayonnement cosmique et ceux du gaz interstellaire avec les objectifs suivants :

- L'étude de la modification que subit la composition chimique et isotopique du rayonnement cosmique au cours de sa propagation dans la Galaxie, pour en tirer une information sur la propagation elle-même et sur la composition chimique des sources qui accélèrent ces noyaux.

- Le calcul du taux d'enrichissement, du gaz interstellaire en éléments rares, dont certains semblent synthétisés dans la Galaxie essentiellement par ces interactions.

- La prédiction d'effets observables de ces interactions, comme l'émission de raies γ nucléaires ou de positions de désintégration β^+.

Les résultats essentiels de ce travail sont les suivants :

1) La variation de la composition chimique du rayonnement cosmique avec l'énergie indique que la quantité de matière traversée décroit entre 1 et 100 GeV/Nucléon de 6 à $\lesssim$ 1 g/cm^2. Les incertitudes actuelles, tant sur les flux observés que sur les sections efficaces utilisées dans le calcul, ne permettent pas de dire si cette variation de la composition chimique est due à cet effet seul, ou si la composition "à la source" (i. e. la composition

moyenne des sources) varie avec l'énergie. Trois possibilités sont considérées, entre lesquelles il est actuellement impossible de trancher :

a) Le rayonnement cosmique est d'origine galactique et son temps moyen d'échappement de la Galaxie est une fonction décroissante de l'énergie ·

b) Le rayonnement est d'origine galactique mais est confiné dans les sources avec une efficacité décroissante en fonction de l'énergie ;

c) Le rayonnement est d'origine extra-galactique et est trappé dans la Galaxie avec un temps de confinement décroissant avec l'énergie

2) La composition chimique et isotopique de C , N et O , qui est la mieux mesurée, indique que les abondances relatives de ces noyaux à la source sont peu différentes des abondances universelles (étoiles, milieu interstellaire, système solaire); excepté pour le rapport $\frac{C}{O}$, qui semble supérieur dans les sources de rayonnement cosmique, par un facteur $\simeq$ 1.5.
Contrairement à ce qu'on pourrait espérer, la composition chimique et isotopique du rayonnement cosmique ne semble donc pas porter la signature d'un processus thermonucléaire particulier, du moins en ce qui concerne les éléments C , N , O.

3) Le taux d'enrichissement du gaz interstellaire en éléments légers Li, Be et B produits par spallation a été calculé en faisant varier dans un grand domaine les paramètres inconnus. Ce taux rend bien compte des abondances universelles des quatre isotopes ^{6}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B. et on a montré que ce résultat est indépendant du modèle utilisé . Le ^{7}Li est par contre produit

en quantité insuffisante (par un facteur $\simeq$ 5). Il est remarquable que ce soit précisément le seul de ces cinq isotopes qu'il est possible de synthétiser dans certaines conditions par des réactions thermonucléaires. (dans le "Big Bang" ou dans les enveloppes des géantes rouges).

On a néanmoins étudié en détail une possibilité de le produire par spallation dans le milieu interstellaire. En effet, le flux interstellaire du rayonnement cosmique en dessous de 100 MeV/Nucléon est très mal connu, les particules de ces énergies étant complétement décélérées dans le vent solaire.

Si on suppose que ce flux a la valeur maximum compatible avec le taux d'ionisation et la température du milieu interstellaire, le taux de production du ^{7}Li devient suffisant pour expliquer son abondance universelle. Ces particules de basse énergie (E $<$100MeV/N) produiraient des raies γ de desexcitation nucléaire. dont les plus importantes auraient une intensité $\simeq$ 5 fois inférieur à celle du fond du ciel isotope observé à quelques MeV.

Une alternative est de supposer que ces flux importants de rayons cosmiques de basse énergie existent dans les restes de supernovae et que le ^{7}Li est produit dans ces objets et répandu ensuite dans la Galaxie. Si tel était le cas on montre que ces objets, seraient des sources étendues de γ nucléaires, observables en principe.

4) Ce même processus s'avère incapable de produire en quantités suffisantes les éléments "p" (éléments très lourds, riches en protons), dont l'origine est encore mal connue.

Le flux de rayons cosmiques de basse énergie nécessaire pour expliquer les abondances observées de ces éléments serait en conflit avec les données d'observation sur le taux d'ionisation du milieu interstellaire, à moins qu'il ne soit enrichi en éléments très lourds par un facteur 10^4 (par rapport aux abondances universelles) ce qui est peu vraisemblable.

5) Les collisions inélastiques ou les réactions de spallation entre les noyaux cosmiques et ceux du gaz interstellaire induisent un taux d' émission de raies γ nucléaires. Les raies émises par les noyaux cosmiques sont trop élargies par effet Doppler pour être observables. Celles émises par les noyaux lents du gaz sont suffisamment fines mais leur intensité est environ 100 fois inférieure à celle du fond du ciel γ isotrope observé (entre 1 et 10 MeV). Pour la valeur maximum admissible du flux de rayons cosmiques d'énergie $<$ 100 MeV/Nucléon, qui sont les plus efficaces pour produire ces γ de désexcitation, les raies sont encore $\simeq$ 5 fois plus faibles que le fond du ciel. Leur détection n'est pas complètement exclue, si on dispose d'une très bonne résolution en énergie (quelques kev).

Certains objets, comme les restes de supernovae, contiennent probablement des noyaux cosmiques avec une densité très supérieure à celle du milieu interstellaire, et sont en principe des sources étendues de γ nucléaires, observables dès que la résolution angulaire des instruments aura atteint quelques degrés. On montre que si une fraction importante de l'énergie des supernovae est convertie en particules cosmiques, ce qui n'est pas exclu, les flux γ reçus à la terre seraient dans les limites des possibilités des expériences projetées pour les prochaines années. La détection de ces raies pourrait, comme on l'a mentionné plus haut, peut être résoudre le problème de l'origine du ^{7}Li.

6) Les flux de positrons de quelques MeV provenant de la désintégration β^+ de produits de spallation instables est par contre trop faible dans tous les cas, pour fournir une estimation du flux de rayonnement cosmique de basse énergie dans le milieu interstellaire.

- TABLE DES MATIERES -

1 Introduction

2. Propagation du rayonnement cosmique

   2.1 Le modèle de propagation utilisé

   2.2 La variation de la composition chimique avec l'énergie entre 1 et 100 GeV/N et son interprétation

3. La composition en C, N, et O dans les sources du rayonnement cosmique

4. Le ^{10}Be et l'"âge" du rayonnement cosmique

5. La production d'éléments légers par le rayonnement cosmique

   5.1 Le problème des éléments légers

   5.2 Production deLi, Be et B dans le milieu interstellaire

   5.3 La possibilité de produire le ^{7}Li par le rayonnement cosmique de basse énergie

6. Production des éléments "p" par le rayonnement cosmique

7. Flux de positrons de désintégration béta dans le milieu interstellaire

8. Emission de raies gamma de désexcitation nucléaire produites par les particules cosmiques

Appendices

1. Meneguzzi M. (1973), Nature, Physical Science, 241, 100 : La dépendance en énergie des rapports d'abondances entre noyaux cosmiques primaires.

2. Meneguzzi (1973) Exposé fait au Séminaire de l'Orme des Merisiers (8 au 10 Octobre) : La composition chimique du rayonnement cosmique à haute énergie.

3. Meneguzzi M. (1973), 13th International Cosmic Ray Conference, Denver, USA, paper OG 488 : La variation de la composition du rayonnement cosmique primaire à haute énergie et la région de confinent des rayons cosmiques.

4. Le C, N, O dans les sources de rayonnement cosmique.

5. Meneguzzi M. , Reeves H. (1974) à paraitre : Production de rayons gamma nucléaires par le rayonnement cosmique.

6. Meneguzzi M. , Audouze J. , Reeves H. (1971) Symposium on the isotopic composition of cosmic rays, Lyngby, Denmark, page 157 : La composition isotopique du Be dans le rayonnement cosmique.

7. Meneguzzi M. , Audouze J. , Reeves H. (1971) Astronomy and Astrophysics, 15, 337 : La production des éléments Li, Be, B par le rayonnement cosmique galactique dans l'espace et ses relations avec les observations stellaires.

8. Meneguzzi M. , Reeves H. (1974) à paraitre : La production d'éléments légers par le rayonnement cosmique

1. INTRODUCTION

L'étude des effects des interactions nucléaires entre particules cosmiques et gaz interstellaire est importante à plusieurs titres. En premier lieu, il est indispensable de savoir comment évolue la composition chimique et isotopique du rayonnement cosmique au cours de sa propagation, d'une part pour l'étude du phénomène de la propagation lui-même, et d'autre part pour essayer de déterminer la composition chimique du rayonnement lors de son accélaration. Cette composition "à la source" est une des informations essentielles pour résoudre le problème de l'origine de ces particules. D'autre part, l'interaction entre particules cosmiques et gaz interstellaire peut modifier la composition du gaz interstellaire lui-même, tout au moins en ce qui concerne certains éléments rares. En outre, cette interaction donne lieu à la production d'électrons et de positrons dits "secondaires" par rapport à ceux qui sont accélérés dans les sources, et de gammas de désintégration de π° qui peuvent nous renseigner sur la distribution du rayonnement cosmique et du gaz dans la Galaxie. Enfin, il y a également émission de raies gamma de désexcitation nucléaire dont la détection pourrait fournir des indications sur le flux de particules cosmiques de basse énergie (inférieure à 100 MeV/Nucléon) et éventuellement sur les abondances relatives des éléments dans la matière interstellaire.

Ce sont certains de ces effets qui ont été étudiés dans le présent travail. On a d'abord choisi un modèle simple pour décrire la propagation du rayonnement cosmique, qui rend compte des rapports d'abondances secondaires/primaires observés dans ce rayonnement, et permet de déterminer les compositions à la source, notamment pour les éléments abondants comme le C, N, O. Cette détermination est assez imprécise, du fait des incertitudes sur la composition observée ainsi que sur les

sections efficaces de spallation, mais on peut néanmoins en tirer certaines conclusions.

Des observations récentes ayant montré que, entre quelques GeV/N et 100 GeV/N, la composition chimique du rayonnement cosmique varie avec l'énergie, on a utilisé ce même modèle pour essayer de rendre compte de ces variations par des effets de propagation.

On a ensuite étudié, toujours à l'aide de ce modèle, le taux d'enrichissement du gaz interstellaire en produits de spallation. Les quantités de Li, Be et B produites au cours de la vie de la Galaxie sont comparables aux abondances actuelles de ces éléments, excepté pour le ^{7}Li. On a étudié en détail une des possibilités de produire cet isotope, qui est de supposer l'existence d'un flux important de particules cosmiques de basse énergie soit dans le milieu interstellaire (inobservable à la terre à cause de la modulation solaire,) soit dans des régions localisées comme les restes de supernovae.

Cette même hypothèse, appliquée aux éléments "p" (riches en protons), dont l'origine n'est toujours pas déterminée, prédit des taux de formation trop faibles pour rendre compte de leur abondance universelle.

On a étudié ensuite le flux de positrons de basse énergie provenant de la désintégration béta de produits de spallation instables. Le flux calculé est très inférieur aux limites supérieures actuelles d'observation.

Enfin, on a calculé l'intensité des raies gamma de désexcitation nucléaire émises par le milieu interstellaire ainsi que par les restes de supernovae, notamment dans le cas où celles-ci seraient responsables de la production du ^{7}Li.

Ces questions ont fait l'objet d'articles ou de communications placées en appendice. Celles qui n'ont pas évolué depuis sont seulement résumées brièvement dans le texte.

2. PROPAGATION DU RAYONNEMENT COSMIQUE DANS LA GALAXIE

2.1. Le modèle de propagation utilisé

Bien que le problème de l'origine du rayonnement cosmique ne soit toujours pas résolu, l'hypothèse la plus généralement admise est qu'il est produit dans notre Galaxie, probablement par les supernovae. On se place ici dans ce cadre mais, comme on le verra, les principaux résultats restent valables dans une théorie extragalactique. Les mécanismes de confinement dans la Galaxie et de propagation des particules cosmiques depuis leurs sources jusqu'au système solaire ne sont pas non plus identifiés, et tous les modèles qui essayent de rendre compte quantitativement des spectres observés, de l'isotropie du rayonnement cosmique et de sa composition chimique font appel à des coefficients de diffusion phénoménologiques dont la signification physique exacte n' est pas claire (Ginzburg 64, Parker 67 Lingenfelter et al 71, Jokipii 74). La validité même de cette approximation de diffusion n'est pas démontrée (Ginzburg et al 73, Jokipii 74).

Néanmoins, elle suffit à rendre compte des observations actuelles. L'équation de transfert utilisée est, dans le cas d'une diffusion isotrope et stationnaire :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0 = -\frac{N_i}{\tau_i} + \nabla(D\nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E}(b_i N_i) + Q_i \qquad (1)$$

avec

N_i = Nombre de noyaux de type i par cm^3 et par GeV

τ_i = Temps de vie par rapport à la destruction nucléaire

$b_i = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_i$ = taux de pente d'énergie, en GeV par nucléon par seconde

D = Coefficient de diffusion

Q_i = Nombre de noyaux i injectés dans la Galaxie par cm^3 s GeV, en incluant la production par spallation.

Pour résoudre cette équation de façon à ce que la comparaison avec les observations ait un sens, on est obligé de faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

On admet que les conditions de propagation sont les mêmes pour tous les noyaux (i. e. D est indépendant du type de noyau), ce qui est vraisemblable aux énergies supérieures au GeV/N, pour lesquelles les pertes d'énergie sont négligeables. On admet également que la composition chimique et le spectre en énergie sont les mêmes pour toutes les sources, ce spectre étant le même pour toutes les espèces de noyaux. Autrement dit, pour les noyaux primaires (i. e. accélérés dans les sources) le terme source Q_i dans (1) est de la forme

$$Q_i(E, r) = a_i f(E) g(r) \qquad (2)$$

Cette dernière hypothèse est plus difficile à justifier, mais pourrait être vraie en moyenne sur des volumes contenant suffisamment de sources.

Ces hypothèses sont discutées en détail dans Ginzburg et Syrovatskii (1964).

Dans ces conditions, aux énergies supérieures au GeV/N, où les pertes d'énergie sont négligeables et les sections efficaces constantes, la solution de (1) se met sous la forme

$$N_i(E) = f(E) \int_0^\infty a_i(x) P(E,x)\, dx \qquad (3)$$

(voir la référence ci-dessus) où a_i (X) décrit l'évolution chimique d'un faisceau de noyaux cosmiques en fonction de la quantité de matière traversée X (en g/cm^2) et P (E, X) est la distribution des parcours possibles entre la source et l'observateur. Les fonctions a_i satisfont à l'équation

$$\frac{\partial a_i}{\partial X} = -\frac{\sigma_i}{M_H} a_i + \sum_j \frac{\sigma_{ji}}{M_H} a_j \qquad (4)$$

où σ_i est la section efficace totale de destruction du noyau i et σ_{ji} celle de la réaction p + j → i. Pour tenir compte de 10 % d'hélium dans le gaz traversé, on remplace ces sections efficaces par des sections efficaces "effectives". Par exemple

$$\sigma_i' = \frac{\sigma_i + \sigma_i^{(\alpha)} \frac{n_\alpha}{n_p}}{1 + \frac{M_\alpha}{M_p} \frac{n_\alpha}{n_p}}$$

($\sigma_i^{(\alpha)}$ est la section efficace de destruction par α, n_α / n_p le rapport des densités d'hélium et d'hydrogène et M_α / M_p le rapport de leurs masses).

Les sections efficaces de spallation étant connues (ou calculées) on détermine empiriquement la distribution P(E, X) à quelques GeV/N à l'aide des rapports d'abondance observés entre noyaux secondaires (pour lesquels a_i (o) = o) et primaires (présents dans les sources), comme par exemple les rapports Li Be B/CNO , $^3He/^4He$, Mn/Fe qui dépendent peu des abondances relatives des primaires à la source. La distribution obtenue permet ensuite de calculer les abondances relatives à la source a_i (o) . Ce sont là en fait les seules grandeurs que l'on peut atteindre par la mesure de la composition chimique du rayonnement. On ne pourra donc distinguer deux modèles ou deux types de conditions aux limites que s'ils prédisent des distributions P(E, X) différentes au point d'observation. Vers 2 GeV/N, les données actuelles sont compatibles avec une distribution

$$P(E,X) = \frac{1}{\Lambda} . e^{-\frac{X}{\Lambda}}$$

ou $\Lambda = 6\ g\ cm^{-2}$.

Cette distribution exponentielle est celle qu'on obtient dans un cas simple. Considérons la Galaxie comme un disque de quelques centaines de parsecs d'épaisseur, dont les parois réfléchissent en grande partie les particules cosmiques, et dans lequel les sources du rayonnement cosmique sont suffisamment nombreuses pour qu'on puisse les représenter par une distribution homogène. Les particules cosmiques subissent de nombreuses réflexions et perdent la mémoire de la position de leur source, de sorte que leur densité N_i (E) est homogène dans le disque. La probabilité par unité de temps $\frac{1}{\tau}$ pour une particule de s'échapper de la Galaxie est pratiquement constante dans ce volume à quelques GeV/N, et on peut remplacer l'équation (1) par

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0 = -\frac{N_i}{\tau} - \frac{N_i}{\tau_i} - \frac{\partial}{\partial E}\left(\beta_i N_i\right) + Q_i \qquad (5)$$

En divisant cette équation par ρ , densité moyenne du disque (en g/cm^2), on obtient une équation analogue pour le flux $\phi_i = N_i v_i$:

$$-\frac{\phi_i}{\Lambda} - \frac{\phi_i}{\Lambda_i} - \frac{\partial}{\partial E}(w_i \phi_i) + q_i = 0 \qquad (6)$$

avec $\Lambda = \rho c \tau$, $\Lambda_i = \rho c \tau_i$, $q_i = \frac{Q_i}{\rho}$ et $w_i = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_i$.

Ce modèle, dit "homogène" ou "exponentiel", avec $\Lambda = 6$ g/cm^2 et un spectre à la source $\sim W^{-2.7}$ ($W = E + M_H C^2$ est l'énergie totale par nucléon) rend compte des observations entre $\simeq$ 100 MeV/N et quelques GeV/N.

Les justifications physiques possibles de ce modèle sont discutées notamment dans Cesarsky 1971, Holmes 1974, Skilling 1973, Meyer 1974, Ginzburg 1964 et 1973. Remarquons qu'en fait il ne suppose pas que l'approximation de diffusion soit valable. Les incertitudes sur les observations actuelles ne permettent pas de le distinguer de modèles plus sophistiqués (Ginzburg 1971, Ptuskin 1972 et 1974, Meyer 1974). Sa validité n'est donc pas démontrée. On peut seulement conclure qu'au voisinage du système solaire, la distribution P (E, X), vers le GeV/N, a une allure exponentielle. Le modèle homogène est néanmoins le plus couramment utilisé, car outre son accord avec les observations, il conduit aux calculs les plus simples. C'est le seul utilisé dans ce travail. Une détermination plus précise de la distribution P (E, X), qui nous apporte des informations supplémentaires sur la propagation du rayonnement cosmique, nécessitera une nouvelle génération de mesures de sa composition chimique (et isotopique) avec une précision nettement supérieure à l'actuelle, et également la mesure en accélérateur d'un plus grand nombre de sections efficaces de spallation.

également
Il devrait être possible, dans l'avenir, en comparant les prédictions des différents modèles concernant à la fois l'émission synchroton de la Galaxie, son émission gamma (produite principalement par les interactions p-p, p-α et α-α) ainsi que le spectre des positrons secondaires, de faire une discrimination. Mais il faut attendre des observations du flux gamma avec une meilleure résolution angulaire, ainsi que des mesures plus précises du flux de positrons (on discute des positrons plus loin). Voir à ce sujet Paul et al. (1975)

Notons que dans ce type de calcul on néglige en général la quantité de matière traversée par les particules cosmiques pendant leur accélération. Si cette quantité de matière était importante (de l'ordre du g cm^{-2}) on s'attendrait à ce qu'elle produise un effet observable sur les spectres des noyaux très lourds. Ceux-ci auraient en effet une probabilité non négligeable d'être détruits par spallation pendant l'accélération, et leur spectre serait plus "mou" que celui des protons ou des alphas, ce qui est contraire à l'observation.

On néglige également en général la quantité de matière traversée dans les sources après accélération. Ce n'est là qu'une hypothèse simplificatrice, qui n'est fondée sur aucune observation. On verra plus loin un effet possible de cette quantité.

2.2 Variation de la composition chimique du rayonnement cosmique avec l'énergie entre 1 et 100 GeV/N.

Dans les deux dernières années on a commencé à mesurer la composition chimique du rayonnement cosmique au dessus de quelques GeV/N. Les rapports d'abondance des éléments, qui semblaient constants à plus basse énergie, s'avèrent variables dans ce domaine. On constate a) une décroissance des rapports secondaires/primaires quand l'énergie augmente, et b) une décroissance du rapport d'abondance entre un élément primaire donné et un autre plus lourd.

On montre dans les appendices 1 et 2 que ces deux effets s'expliquent de façon cohérente en supposant une décroissance de la quantité moyenne de matière traversée par les noyaux cosmiques avec l'énergie. En particulier, étant donnée les incertitudes sur les mesures, il semble prématuré d'invoquer une variation de la composition avec l'énergie à la source. Remarquons que les mécanismes physiques de confinement et d'isotropisation imaginée par différents auteurs conduisent en général à un temps de confinement dépendant de l'énergie (Kulsrud et Cesarsky, 71 Holmes 74, Ginzburg 73).

Cependant, le spectre des protons et des alphas observé semble être de la forme $E^{-\gamma}$ ($\gamma \simeq 2.75$) avec un indice spectral constant entre 10 et 10^5 GeV pour les p et 10^4 GeV/N pour les α . Si les effets observés sont dus à la variation du temps de confinement dans la Galaxie, il faut admettre que la longueur d'échappemement moyenne est de la forme

$$\Lambda(E) = \Lambda_0 E^{-\alpha}$$

et que l'indice spectral observé γ est la somme $\gamma = \gamma_0 + \alpha$ de α et de l'indice spectral à la source γ_0 , et expliquer physiquement

une valeur constante de α dans le domaine 10 à 10^5 GeV/N, ce qui pourrait être une difficulté (Holmes 1973, Skilling 1974 Cesarsky 1974).

On montre dans l'appendice 3 qu'une façon d'éviter cette difficulté est de supposer que la majeure partie de la matière traversée par les noyaux cosmiques l'a été dans des régions denses proches des sources, qui confinent efficacement les particules de 1 GeV/N mais sont transparentes aux particules de plusieurs centaines de GeV/N.

Le spectre des protons ou des alphas est alors simplement $\sim E^{-\gamma_0}$ car ils sont très peu détruits en quelques g cm^{-2}. Seuls les noyaux lourds voient leur spectre modifié, dans le sens observé.

Des tests de cette hypothèse sont proposés. En particulier l'age du rayonnement cosmique pourrait être plus petit que dans le cas précédent puisque la densité moyenne de la matière traversé peut être supérieure à celle du milieu interstellaire. Il sera probablement possible dans les prochaines années de confirmer ou infirmer cette hypothèse par la mesure du flux de certains isotopes radioactifs, comme le ^{10}Be, l'^{27}Al et le ^{36}Cl ; dont on parle plus loin.

D'autre part, le flux observé de positrons, produits par les interactions $p + p \rightarrow \pi^+$ provient très probablement du milieu interstellaire. Les positrons produits dans des régions denses, comme les restes de supernovae, y perdent probablement toute leur énergie par rayonnement synchrotron.

En comparant le taux de production, que l'on sait calculer, avec le flux de positrons observés, on peut en principe déterminer le temps de confinement dans le disque galactique, indépendamment de celui des sources.
C'est ce qui a été tenté par Dilworth et al (1974), mais les mesures actuelles du flux de positrons sont encore trop imprécises.

Une autre possibilité est d'invoquer une origine extra-galactique des noyaux cosmiques. La traversée de quelques g cm^{-2} dans la Galaxie ne modifierait pas sensiblement le spectra extra-galactique des p ou des α , mais modifierait celui des noyaux lourds, également dans le sens observé. Notons que dans ce cas les électrons, qui sont de toute façon galactiques, n'ont aucune raison d'avoir le même spectre que les protons. Les observations, même les plus récentes (voir appendice 2) ne permettent pas de trancher. Il est possible que l'indice spectral des électrons soit plus grand que celui des protons.

Notons enfin que les résultats du groupe de Chicago (Juliusson 74) présentés dans la figure 2. 1 semblent indiquer que le rapport C/O (qui est le mieux mesuré) décroit entre 1 et 100 GeV/N jusqu'à une valeur nettement plus faible que sa valeur calculée à la source . Ceci impliquerait que cette variation n'est pas entièrement due à un effet de propagation. En fait, comme on le montre dans l'appendice 5, ce désaccord n'est peut-être pas significatif, étant données les incertitudes sur le calcul du rapport C/O à la source, ainsi que sur les mesures vers 100 GeV/N.

En conclusion, on peut rendre compte de la variation actuellement observée de la composition chimique du rayonnement cosmique avec l'énergie par une décroissance de la quantité de matière traversée en fonction de l'énergie. Mais plusieurs interprétations restent possibles sur les régions où cette matière a été traversée.

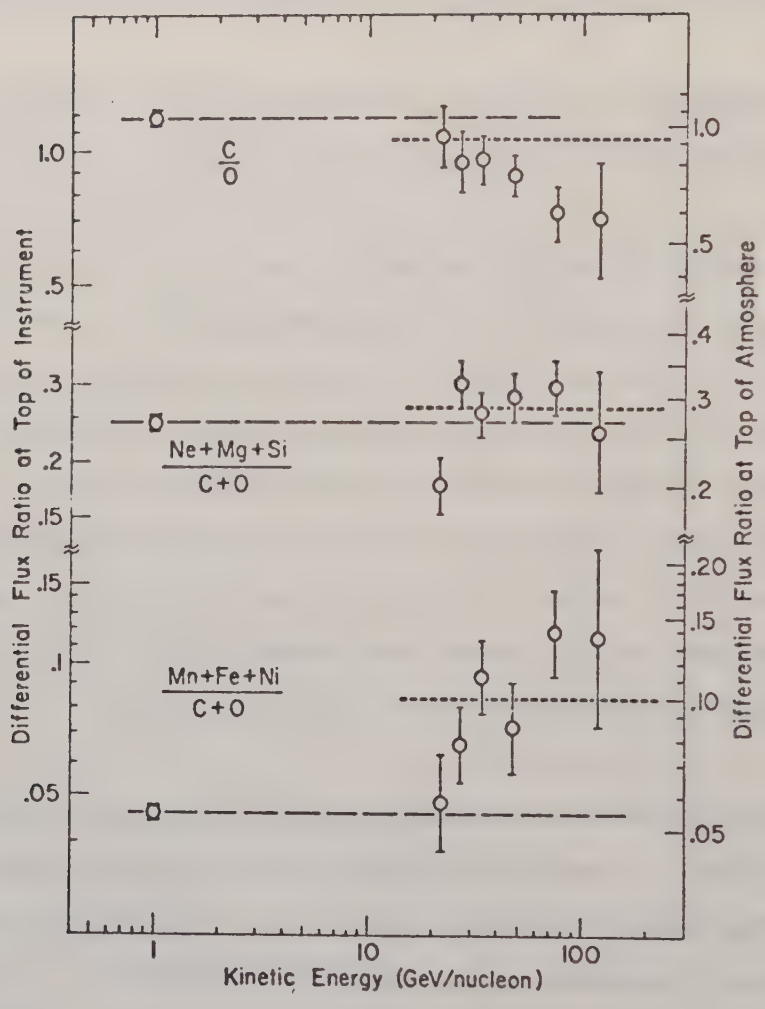

Figure 2.1 - Les rapports C/O, Ne Mg Si/CO, Mn Fe Ni/CO mesurés par le groupe de Chicago (Juliusson, 1974). Les droites en pointillé donnent la valeur calculée à la source (d'après Webber et al. 1972) et les droites en tirets, les valeurs observées vers 1 GeV/n.

3. L'ABONDANCE RELATIVE DE C N ET O DANS LES SOURCES DU RAYONNEMENT COSMIQUE

La composition à la source déduite du modèle décrit plus haut à partir des observations à quelques GeV/N est en bon accord avec celle trouvée par Shapiro et al (1971, 1973) et est donnée dans l'appendice 7 pour les noyaux les plus abondants Dans le même article (page 355) on a considéré en particulier le cas des éléments C, N et O. qui sont les mieux mesurés à cause de leur grande abondance et jouent par ailleurs un rôle important dans la nucléosynthèse.

La fusion de l'hélium produit essentiellement du ^{12}C et de l'^{16}O en quantités comparables, tandis que ^{14}N est le principal produit du cycle CNO. Par ailleurs, le cycle CNO "chaud" produit des quantités importantes de ^{13}C, ^{15}N, ^{17}O et ^{18}O (Wagoner et al. 1967 Audouze et al. 1973).

Les principales conclusions, à l'époque où ce calcul a été fait, étaient que le rapport $\frac{N}{O}$ à la source semblait compatible avec sa valeur universelle (i. e. sa valeur dans le système solaire, dans le milieu interstellaire et dans les étoiles normales), tandis que le rapport C/O semblait plus grand dans les sources du rayonnement cosmique. Ces résultats sont en accord avec ceux de Shapiro et al (1971 et 1973) et Garcia-Munoz et al (1973)

Depuis ce travail, les principales réactions de production de C et N (par spallation de l'oxygène) ont été mesurées (Heckmann et al 1974), ce qui nous a amené à refaire les calculs. Les principales

sources d'incertitude qui demeurent pour l'évaluation de $\frac{N}{O}$ et $\frac{C}{O}$ à la source proviennent des erreurs sur les valeurs observées de ces rapports, sur la longueur d'échappement Λ (vers 2 GeV/N) et sur les sections efficaces totales de destruction de ces noyaux. Ces grandeurs ne sont pas connues à mieux que 10 % près.

Les calculs sont explicités dans l'appendice 4 et dans la table 2 (appendice 4) les résultats sont comparés aux valeurs solaires et stellaires.

La conclusion reste la même pour le rapport $\frac{N}{O}$, qui vaut 0.10 ± 0.35 dans les sources.

Par contre, le rapport $\frac{C}{O}$ à la source, qui vaut 0.83 ± 0.20. est inférieur aux valeurs calculées précédemment. Il reste supérieur aux valeurs photosphériques solaire et stellaire, bien que marginalement compatible. L'incertitude sur ces valeurs est difficile à chiffrer (voir Pagel 1973) mais peut être de 50 %.

Un rapport C/O nettement plus élevé que sa valeur universelle pourrait signifier que le rayonnement cosmique est un échantillon d une matière enrichie en produits de la fusion de l'hélium, ou de la fusion explosive du carbone (Arnett 1969), auquel cas on s'attend à une absence d azote dans cette matière, en contradiction avec le rapport $\frac{N}{O}$ calculé.

Cette surabondance de C pourrait également être due à l'accélération préférentielle du carbone par rapport à l'oxygène, liée à la différence de leurs potentiels d'ionisation Il semble en effet qu'il y ait une correlation entre la surabondance relative des éléments lourds dans le rayonnement cosmique (définie par rapport

aux abondances universelles) et leur premier potentiel d'ionisation. (Cassé et Goret 1973, Havnes, 1973) comme on le voit, sur la figure 3.1 L'azote serait défavorisé par rapport à l'oxygène, ce qui est compatible avec le rapport $\frac{N}{O}$ que l'on a obtenu. Tant que ce problème n'est pas élucidé, il représente une incertitude supplémentaire.

Dans les deux dernières années, on a commencé à mesurer la composition isotopique du C, N et O dans le rayonnement cosmique. Les résultats préléminaires sont résumés dans la table 3 (Appendice 4) et comparés avec les valeurs calculées en supposant que seuls ^{12}C, ^{14}N et ^{16}O sont présents à la source. Aux erreurs près, ces valeurs sont en bon accord, ce qui semble exclure la présence de quantités importantes de ^{13}C, ^{15}N, ^{17}O produits du cycle CNO chaud (Audouze et al 1973). Cependant la mesure du rapport $^{15}N/N$ par le groupe de Chicago (Garcia-Munoz et al 1974) est supérieure à la valeur prédite (55 ± 5 % au lieu de 40 %), bien que cela reste dans les limites des erreurs (l'erreur sur la valeur calculée de $^{15}N/N$ à la terre provient surtout de l'incertitude sur $^{14}N/N$ à la source, qui est grande, comme on l'a vu plus haut).

Les conclusions actuelles sont que :

a) Les mesures préléminaires des abondances isotopiques du CNO dans le rayonnement cosmique semblent favoriser des rapports d'abondance isotopiques à la source compatibles avec les abondances universelles.

b) Comparés aux valeurs universelles, le rapport C/O semble légèrement plus grand dans les sources et le rapport N/O légèrement

inférieur bien qu'ils soient compatibles.

c) Les abondances relatives du CNO dans les sources du rayonnement cosmique ne semblent porter la signature d'aucun processus de nucléosynthèse particulier.

d) Elles sont compatibles avec l'hypothèse d une accélération préférentielle (Cassé et al 1973) à partir d'un gaz de composition universelle.

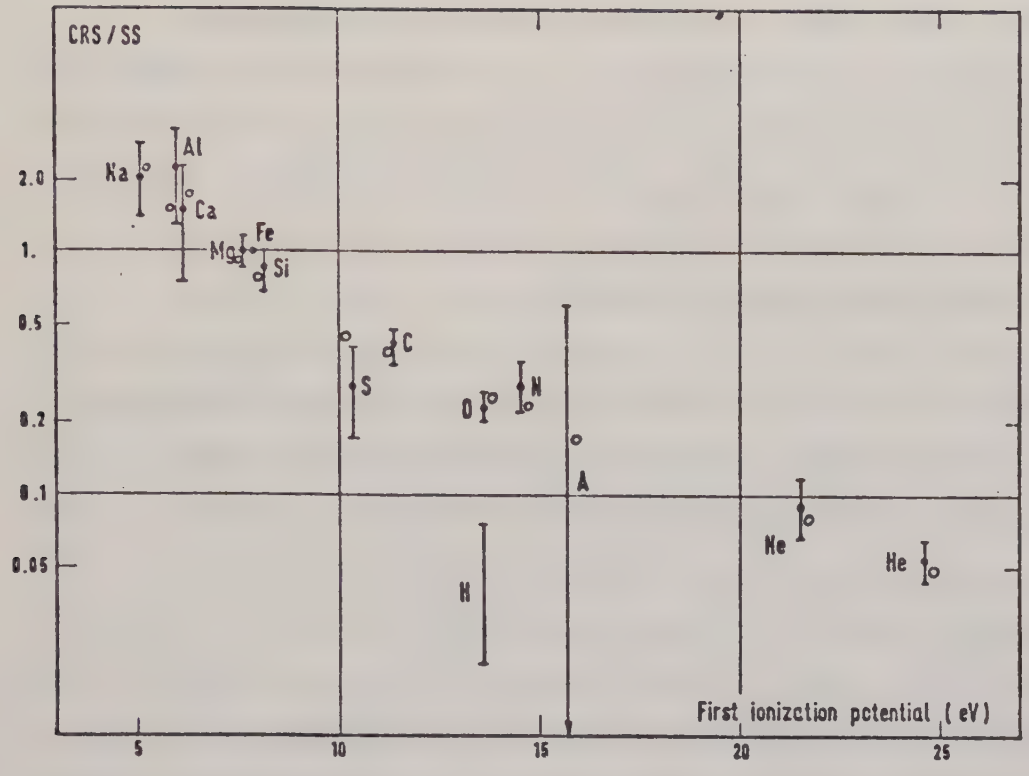

Figure 3.1 - Correlation entre la surabondance des éléments dans les sources du rayonnement cosmique (i. e. rapport entre l'abondance à la source et l'abondance universelle, normalisées à celle du Fer) et leur premier potentiel d'ionisation (d'après Cassé et Goret 1973).

4. LE ^{10}BE COMME INDICATEUR DE L'AGE DU RAYONNEMENT COSMIQUE

On sait que l'information fournie par la composition chimique du rayonnement cosmique sur les quantités de matière qu'il a traversée est indépendante de la densité de cette matière, excepté pour les isotopes radioactifs, que l'on espère depuis longtemps utiliser comme "horloges". L'un des isotopes auxquels on s'intéresse le plus est le ^{10}Be, dont la demi-vie (1.5×10^6 ans) est du même ordre de grandeur que le temps de confinement des particules cosmiques dans la Galaxie, si on suppose qu'elles sont confinées essentiellement dans le disque.

Avec le modèle homogène utilisé ici, le rapport d'abondance entre un isotope secondaire radioactif i et un élément primaire j est donné, à des énergies supérieures au GeV/N, par

$$\frac{\phi_i}{\phi_j} = \frac{\Lambda_i}{M_H} \sum_k \sigma_{ki} \frac{\phi_k}{\phi_j}$$

avec les notations du chapitre 2. Λ_i s'écrit cette fois

$$\frac{1}{\Lambda_i} = \frac{1}{\Lambda} + \frac{\sigma_i}{M_H} + \frac{1}{\langle n_H \rangle M_H c \gamma \tau_i}$$

où τ_i est la vie moyenne de l'isotope i, γ son facteur de Lorentz. Le rapport ϕ_i/ϕ_j observé peut en principe donner la densité moyenne traversée $\langle n_H \rangle$ et, de la quantité moyenne de matière traversée

$$\Lambda = \langle n_H \rangle M_H c \tau$$

on déduit alors le temps de confinement moyen dans la Galaxie τ.

En l'absence de mesures de la composition isotopique, on a cherché à tirer une information des rapports entre éléments, comme $\frac{Be}{Li + B}$ ou $\frac{Be}{B}$. Dans l'appendice 6, un calcul du premier rapport avait été fait pour voir l'effet des sections efficaces les plus récemment mesurées.

Le désaccord trouvé avec un calcul analogue fait par Shapiro et al (1970) donne une idée des incertitudes sur les sections efficaces et sur les flux des noyaux parents, qui sont beaucoup trop importants pour que la comparaison avec l'observation ait un sens.

Depuis, la demi-vie du ^{10}Be a été remesurée (Yiou et Raisbeck 1972) et trouvéeinférieure à la valeur admise précédemment (1.5 au lieu de 2.7×10^6 ans). Ce résultat entraine une révision des sections efficaces mesurées par des méthodes radioactives. En outre, le nombre de sections efficaces mesurées s'est accru notablement, en particulier avec l'utilisation de faisceaux d'ions lourds au Bevatron de Berkeley (Heckmann et al 1974). Les valeurs les plus récentes des sections efficaces à haute énergie sont données par la table 4. Le résultat d'un calcul très récent du rapport Be/B est présenté dans la figure 4.1 pour diverses densités moyennes traversées. La comparaison avec les valeurs mesurées indiquerait une valeur de cette densité inférieure à la valeur estimée par O'Dell et al (1973) avant ces nouvelles mesures de sections efficaces. Cependant, la teneur du rayonnement cosmique en ^{10}Be étant au plus de $\simeq$ 15 % du Be total, cette méthode est très peu sensible. Raisbeck et Yiou (1973) ont calculé l'incertitude sur les valeurs prédites du rapport Be/B, en faisant remarquer qu'on ne pouvait pas toujours traiter les incertitudes sur les valeurs mesurées ou calculées des sections efficaces comme statistiquement indépendantes. Ils

estiment qu'on ne peut prédire le rapport Be/B à mieux de 30 % près environ, ce qui enlève toute signification au résultat. (*)

Dans la table 4.2 on donne par ailleurs les valeurs calculées et mesurées des rapports Li/CNO, Be/CNO et B/CNO. La valeur prédite du dernier rapport est plus faible que celle observée, ce qui pourrait être dû à une sous-estimation de certaines sections efficaces de production du bore. Dans ce cas, le rapport Be/B serait également sous-estimé (les sections efficaces de production du bore ne sont mesurées que pour les cibles C et O).

Une méthode beaucoup plus sensible est la mesure de la composition isotopique du Be. Deux groupes ont récemment présenté les premières mesures, vers 100 MeV/N (Webber et al 1973 . Garcia-Munoz et al 1973). Les figures 4.2 à 4.4 montrent respectivement les rapports $^{10}Be/^{9}Be$, $^{10}Be/^{7}Be$ et $^{10}Be/Be$ calculés. Le second de ces rapports est celui pour lequel on connait le plus grand nombre de sections efficaces, mais est aussi le plus sensible à la modulation solaire, à cause de la différence importante du rapport $\frac{A}{Z}$ des noyaux ^{10}Be et ^{7}Be. Le rapport $^{10}Be/^{9}Be$ semble donc le plus fiable à basse énergie. Les mesures au-dessus du GeV/N éviteront naturellement le problème de la modulation.
On voit sur les figures l'effet de la dilatation du temps dans le domaine relativiste, qui peut permettre d'atteindre le temps de confinement moyen même s'il s'averait très supérieur à 10^{6} ans. On a également indiqué, sur les figures 4.2 à 4.4, les incertitudes sur les valeurs calculées données par Raisbeck et Yiou (1973) et l'incertitude calculée en supposant les erreurs sur les sections efficaces statistiquement indépendantes. Ces incertitudes sont déjà suffisamment faibles pour qu'on puisse obtenir un résultat. Les erreurs expérimentales sont par contre très importantes et empêchent toute conclusion ferme. Les

(*) Ce calcul de l'incertitude a été fait avant la publication des nouvelles mesures de sections efficaces Par Heckman et al (1974). Ces nouvelles données diminuent l'incertitude, mais sans changer la conclusion ci-dessus.

observations semblent néanmoins en faveur de la survie au moins partielle du ^{10}Be, ce qui donnerait un temps de confinement de quelques millions d'années et exclurait le confinement dans un "halo" galactique beaucoup moins dense que le disque.

Il existe d'autre part des mesures à plus haute énergie, mais qui ne donnent que le nombre de masse moyen $\langle A \rangle$ du Be (Garcia-Munoz 1974, Webber 1974). Les résultats sont comparés, dans la figure 4.5 aux valeurs calculées. En fait, la sensibilité de la masse moyenne à la teneur du rayonnement en ^{10}Be est très faible. Comme on le voit sur la figure, $\langle A \rangle$ varie seulement de 5 % entre les cas extrêmes de survie ou décroissance du ^{10}Be.

Supposons que l'incertitude $\frac{\Delta\phi}{\phi}$ sur les flux calculés soit la même pour les trois isotopes du Be, au aura

$$\frac{\Delta\langle A\rangle}{\langle A\rangle} = \frac{\Delta\phi}{\phi} \; \frac{\left(\sum_i \phi_i^2 A_i^2\right)^{\frac{1}{2}} + \left(\sum_i \phi_i^2\right)^{\frac{1}{2}}}{\sum_i \phi_i A_i \Big/ \sum_i \phi_i}$$

ce qui donne, compte tenu des valeurs des flux observés,

$$\frac{\Delta\langle A\rangle}{\langle A\rangle} \simeq \frac{1}{2} \; \frac{\Delta\phi}{\phi}$$

On voit que pour être capable de prédire $\langle A \rangle$ à 2 % près, il faut prédire les flux à $\simeq$ 4 %, ce qui est totalement exclu à l'heure actuelle. L'incertitude sur les flux calculés est, dans le meilleur des cas, de $\simeq$ 10 %.

D'autres isotopes pouvant jouer le même rôle sont l'^{26}Al ($T_{1/2} = 7 \times 10^5$ ans) et le ^{36}Cl ($T_{1/2} = 3 \times 10^5$ ans). Il n'existe que des mesures très préliminaires pour le premier. Quant au second, une analyse des observations du rapport Cl/Fe conduit Cassé et Goret (1974) à la conclusion que le temps de confinement moyen des rayons cosmiques semble supérieur à 10^6 ans, ce qui ne contredit pas la conclusion tirée plus haut des observations du ^{10}Be. Notons que le 35 % du Cl serait du ^{36}Cl en cas de survie de ce dernier, ce qui rend un rapport tel que Cl/Fe plus sensible que le rapport Be/B.

La conclusion de la présente analyse est donc que les rapports d'abondances Be/B ou Be/(Li + B) ne sont pas assez sensibles à la teneur du rayonnement cosmique en ^{10}Be pour permettre une détermination de la densité moyenne traversée. Il en est de même de la masse moyenne du Be. Il est donc indispensable de mesurer les rapports d'abondance isotopiques qui, dans le domaine relativiste, peuvent être prédits avec une précision suffisante pour obtenir cette information. Les mesures actuelles à basse énergie ont une faible statistique et leur interprétation est délicate du fait de l'influence de la modulation solaire. Il faut donc attendre les futures mesures au dessus du GeV/N.

Remarquons que dans les calculs ci-dessus on a supposé implicitement que la densité moyenne traversée est la même pour toutes les particules, ce qui pourrait être faux. Si une particule a traversé X grammes par cm^2 en un temps t, on a

$$X = \int_0^t \rho(t) c \, dt$$

$$= ct \langle \rho \rangle (t)$$

L'hypothèse implicite est que $\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho \rangle \simeq 0$. Si $\langle \rho \rangle$ dépend fortement de t, la distribution des temps de parcours n'est pas

identique à celle des épaisseurs de matière traversée X et on devrait obtenir des valeurs différentes de $< \rho >$ pour des isotopes à durée de vie différente. De la connaissance des flux d'un certain nombre d'isotopes radioactifs on peut donc en principe tirer la distribution des temps de trajet, et la comparaison avec celle des épaisseurs traversées fournirait un test pour les modèles de propagation.

TABLE 4.1

PRODUIT \ CIBLE	^{10}B	^{11}B	^{12}C	^{14}N	^{16}O	^{20}Ne	^{24}Mg	^{28}Si	^{56}Fe
^{7}Be	6	4	10	12	10	10	12	4	8.5
^{9}Be	25	6.5	7	3	4.8	4	4	4	6
^{10}Be		14	3.6	2	2.1	2	2	2	4
^{10}B		20	20	12	10.6	12	5	5	5
^{11}B			58	30	26	18	15	12	9

Sections efficaces utilisées dans ce calcul, à haute énergie, en mb. Les valeu
experimentales sont soulignées. Pour les cibles ^{12}C et ^{16}O, elles sont
dues à HECKMANN et al. (1974). On trouvera les autres références
dans SILBERBERG et TSAO (1973) et dans RAISBECK et YIOU (1973).

TABLE 4.2

	Observé au sommet de l'atmosphère (SHAPIRO 1973)	Calculé avec $\Lambda = 6$ g/cm^2
$\frac{Li}{CNO}$	.076	.073
$\frac{Be}{CNO}$	.049	.048
$\frac{B}{CNO}$	.130	.109
$\frac{Li\ Be\ B}{CNO}$	.25	.23

$\frac{Li\ Be\ B}{CNO} = 0.23$ est la valeur observée, compte tenu des corrections magnétosphériques.

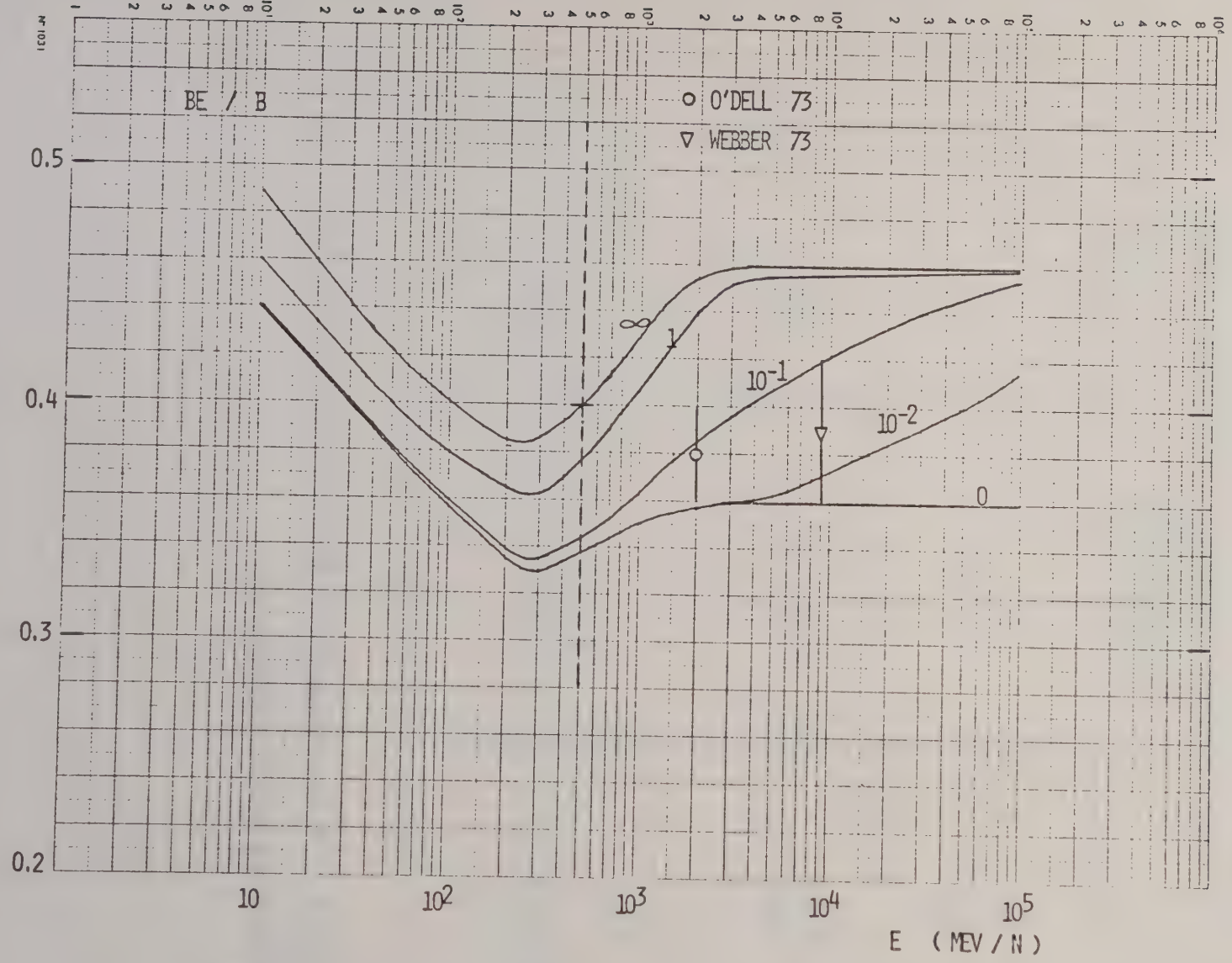

Figure 4.1 - Rapport Be/B calculé dans le rayonnement cosmique, comparé aux valeurs observées. Les nombres indiquent la densité moyenne de la matière traversée. Le symbole ∞ signifie que la densité est suffisante pour que le ^{10}Be ait entièrement survécu et O qu'elle est suffisament faible pour qu'il ait entièrement décru. Le trait vertical en tirets donne l'incertitude sur les valeurs calculées, estimée par Raisbeck et Yiou (1973).

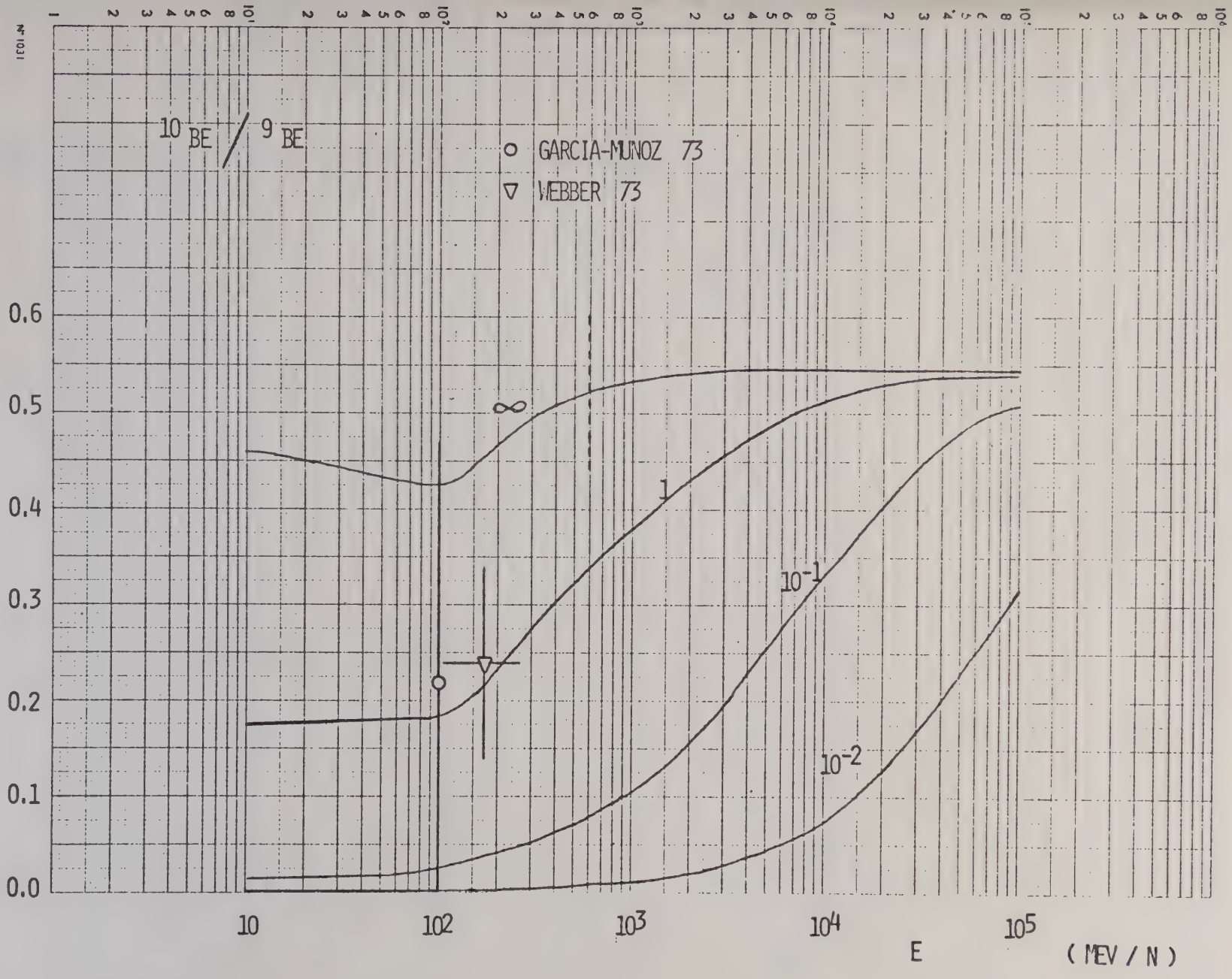

Figure 4.2 - Analogue à la figure 4.1 pour le rapport $^{10}Be/^{9}Be$.

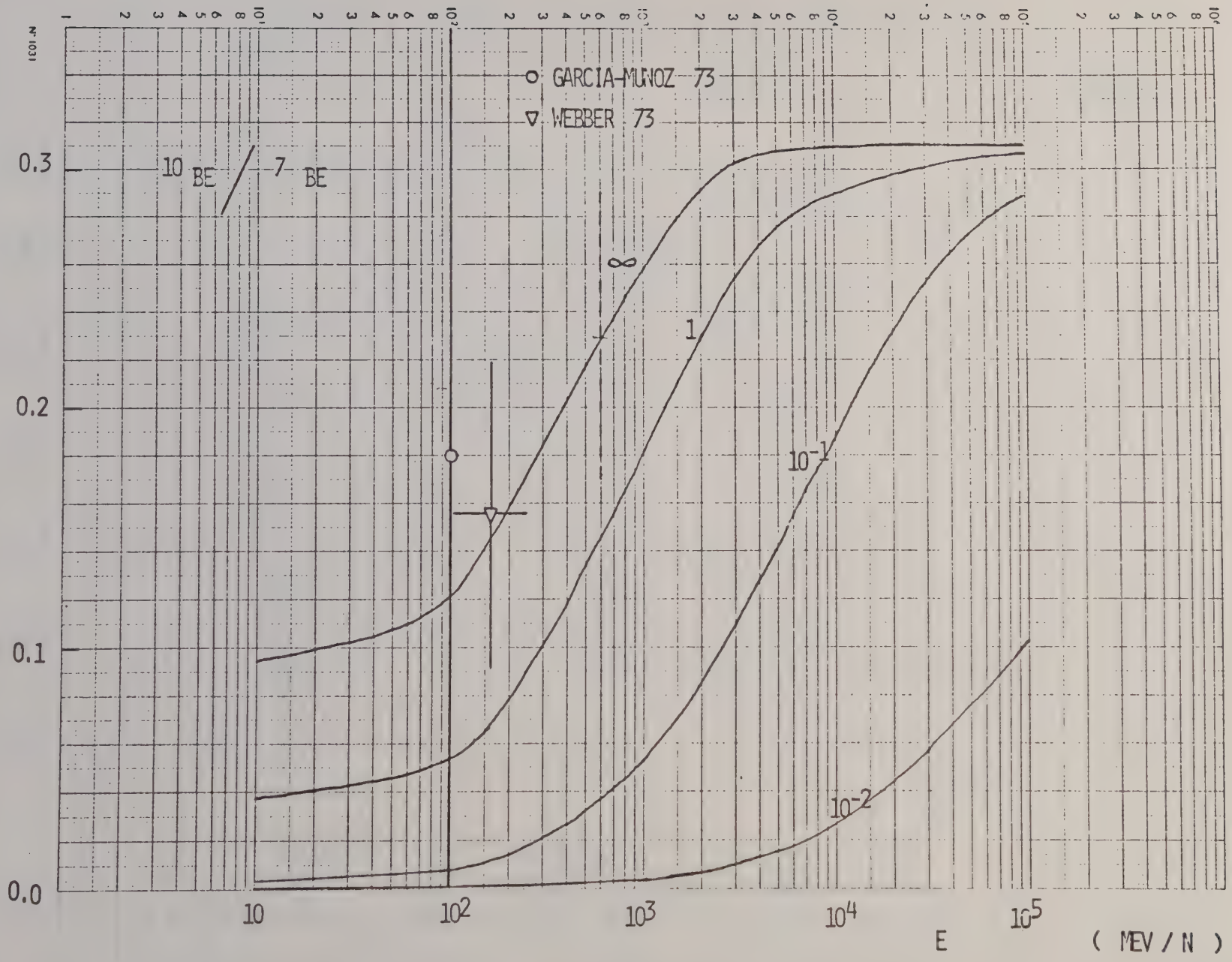

Figure 4.3 - Analogue à la figure 4.1 pour le rapport $^{10}Be/^{7}Be$.

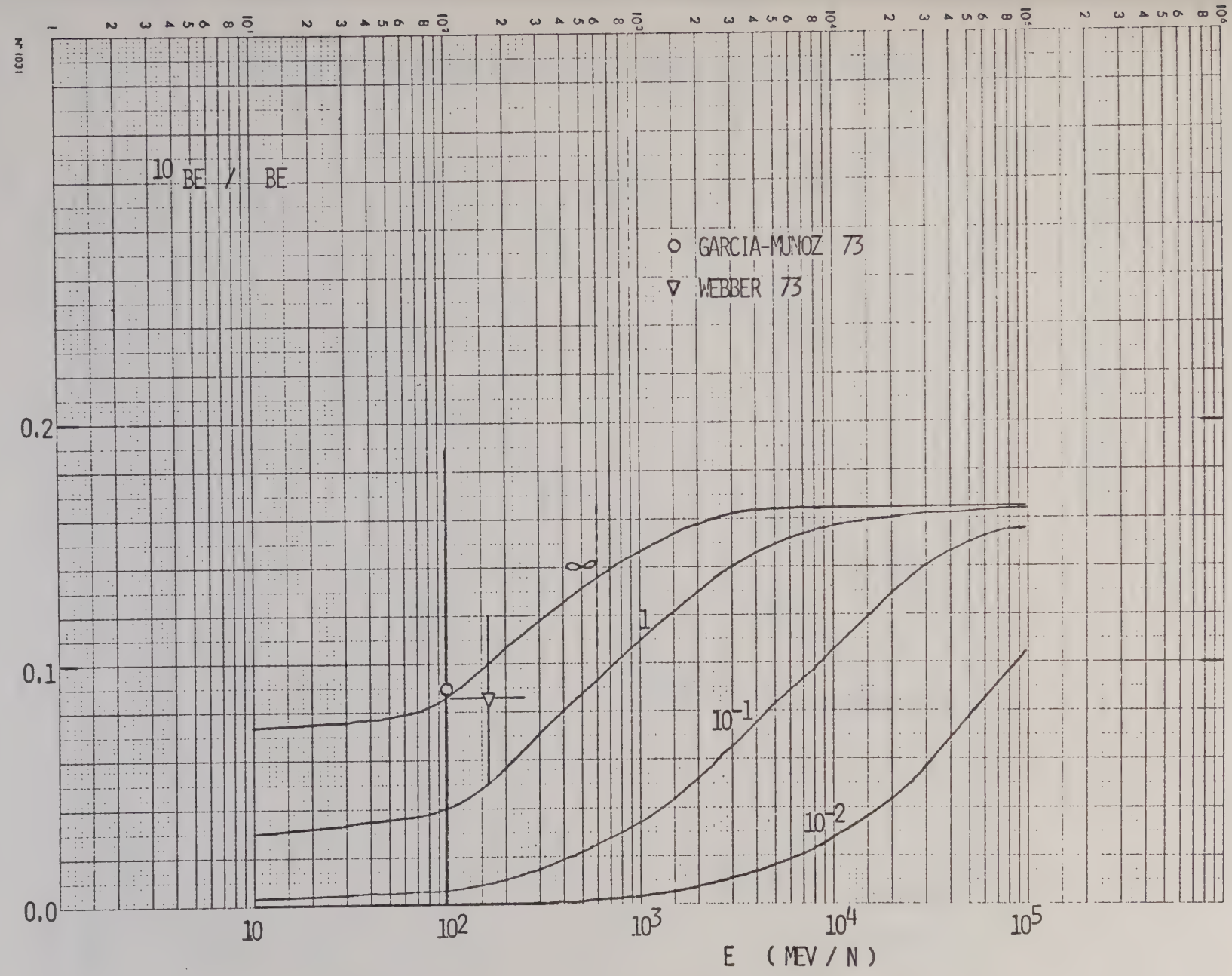

Figure 4.4 - Analogue à la figure 4.1 pour le rapport $^{10}Be/Be$.

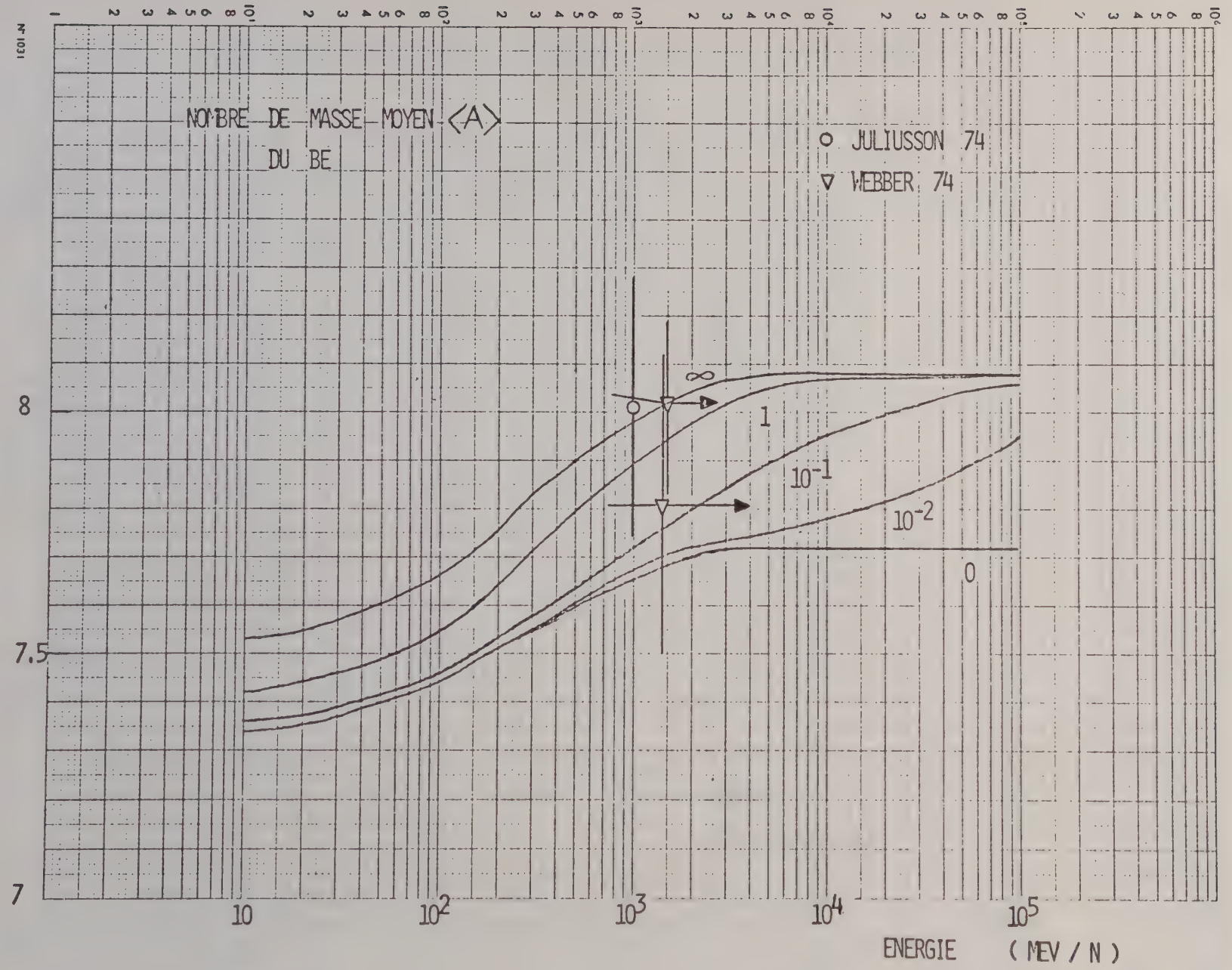

Figure 4.5 - Analogue à la figure 4.1 pour le nombre de masse moyen <A> du Be.

5. LA PRODUCTION D'ELEMENTS LEGERS PAR LE RAYONNEMENT COSMIQUE

5.1 Le problème des éléments légers

On sait que les éléments légers (de masse inférieure à celle du carbone) ne sont pas synthétisés dans les étoiles en quantités comparables avec leurs abondances observées. D'autre part, on a pu montrer que leur production par spallation d'éléments plus lourds à la surface des étoiles était également exclue, pour des raisons énergétiques (Ryter et al 1970). La mesure de l'abondance de Li dans les amas jeunes (Zappala 1972) ainsi que la détection récente de Li dans le gaz interstellaire (Traub et al 1973) confirment par ailleurs l'idée que les éléments légers observés dans les atmosphères stellaires étaient présents dans le gaz à partir duquel elles se sont formées.

En 1970, Reeves et al. ont émis l'hypothèse (suggérée auparavant par Peters) de la formation de ces éléments "à froid" au cours de la vie de la Galaxie par l'interaction du rayonnement cosmique avec le gaz interstellaire. Cette hypothèse a été étudiée en détail dans l'appendice 7, et on y a montré que ce processus rend compte des abondances universelles de ^{6}Li, ^{9}Be, ^{10}B et ^{11}B. Par contre, il produit trop peu de ^{7}Li (par un facteur $\simeq 5$) et de ^{3}He, ^{4}He et D (par plusieurs ordres de grandeur). Il est remarquable que les isotopes manquants (D, ^{3}He, ^{4}He, ^{7}Li) sont précisément les seuls qu'il soit possible de synthétiser par des réactions thermonucléaires dans certaines conditions (Big Bang (Wagoner 1973), enveloppes des géantes rouges pour le ^{7}Li(Cameron-Fowler 1972). Voir la revue récente de la question

par Reeves (1974). Les observations les plus récentes des abondances de Li, Be et B sont présentées dans la figure 1 de l'appendice 8.

5.2 Production de Li, Be, B dans le milieu interstellaire

On a utilisé dans l'appendice 7 le modèle de propagation décrit plus haut pour calculer le taux d'enrichissement du gaz interstellaire en produits de spallation. Malgré son schématisme, ce modèle permet certainement d'obtenir de bons ordres de grandeur des taux considérés. Il y a en effet un bon accord entre les spectres interstellaires tels qu'on peut les déduire des spectres observés par la théorie de la modulation solaire (Urch et al 1972) et ceux qu'on obtient avec ce modèle en prenant un spectre à la source $q \sim W^{-2.7}$, du moins pour des énergies supérieures à $\simeq$100 MeV/N. Pour des énergies inférieures, le flux calculé est certainement une limite inférieure du flux interstellaire. En effet, pour un spectre à la source aussi pauvre en particules de basse énergie, les noyaux de E $<$100 MeV/N sont essentiellement des noyaux produits ou émis à plus haute énergie et ralentis par ionisation.* Le spectre à ces énergies est donc entièrement déterminé par le spectre pour E $\simeq$100 MeV/N (Voir figure 5.1). Ce spectre sera mentionné dans la suite comme le spectre interstellaire minimum. Les taux d'enrichissement calculés sont présentés dans l'appendice 7.

De son taux d'enrichissement, on tire l'abondance actuelle d'un élément donné i dans la Galaxie par

$$\frac{n_i}{n_H} = \frac{d}{dt}\left(\frac{n_i}{n_H}\right) T_G$$

* voir note page 44.

où T_G est l'age de la Galaxie ($\simeq 10^{10}$ ans). En fait, on sait d'après l'étude de l'évolution chimique de la Galaxie que l'activité stellaire était vraisemblablement plus grande pendant les premiers milliards d'années qu'aujourd'hui. Si le rayonnement cosmique est produit par les supernovae, il était probablement également plus élevé. Par contre, les abondances des éléments cibles dans le gaz interstellaire (CNO essentiellement) ont cru au cours du temps. Le résultat des calculs de l'appendice semble indiquer que ces deux effets se compensent, ou bien que la durée de cette période initiale d'activité de la Galaxie est trop courte pour modifier sensiblement les taux moyens de production calculés ici. Ceci est confirmé par des calculs faits à partir de modèles dépendants du temps (Truran et Cameron 1971, Mitler 1971). Remarquons d'autre part que les taux d'enrichissement calculés restent valables dans l'hypothèse d'une origine extragalactique du rayonnement cosmique puisqu'ils ne dépendent que du flux interstellaire des noyaux primaires, que l'on peut considérer comme bien connus, comme on l'a vu plus haut.

Dans l'appendice 8, on a considéré l'effet des variations des principaux paramètres du calcul (forme des spectres des particules cosmiques, composition chimique du gaz, longueur d'échappement de la région de confinement). Les résultats sont applicables au cas général d'un flux de particules cosmiques confinées dans une certaine région (éruptions solaires, supernovae, ...).

On constate que, pour des spectres à la source du type $q \sim W^{-2.7}$, les taux d'enrichissement sont très peu sensibles à la longueur d'échappement. Ceci est du au fait que, pour ce type de spectre, la plupart des noyaux cosmiques produits par spallation sont trop rapides pour être

ralentis par ionisation avant de s'échapper ou d'être détruits. La contribution dominante provient de la spallation des noyaux lents du gaz. Pour la même raison, les taux d'enrichissement sont peu sensibles à la composition chimique des noyaux cosmiques (excepté pour l'Helium). On voit donc que la production des isotopes ^{6}Li, ^{9}Be, ^{10}B et ^{11}B par ce mécanisme dans la Galaxie semble bien établie.

Pour des spectres plus "mous", du type rayonnement cosmique solaire ($\sim E^{-3}$ ou E^{-5}, où E est l'énergie cinétique par nucléon), il est possible de reproduire l'abondance du ^{7}Li par rapport aux autres isotopes. Ce type de spectre favorise en effet les réactions nucléaires ayant les seuils les plus bas, et le taux de réaction le plus important devient celui de $\alpha+\alpha \rightarrow {}^{7}Li$.

5.3 La possibilité de production du ^{7}Li par des particules cosmiques de basse énergie.

D'après la théorie actuelle de la modulation solaire, due à Parker (les calculs les plus récents sont dus à Urch et Gleeson (1972) et à Goldstein et al (1970)), les noyaux cosmiques d'énergie inférieure à $\simeq$ 100 MeV/N sont complètement ralentis dans la cavité solaire et ne parviennent pas à la terre. Le spectre des rayons cosmiques en dessous de cette énergie est donc inconnu. On a vu plus haut qu'en prenant une valeur minimum du flux interstellaire (figure 5.1) on obtenait un taux d'enrichissement en ^{7}Li trop faible.

Divers auteurs ont dans le passé postulé l'existence dans la Galaxie d'une composante de basse énergie du rayonnement cosmique responsable du taux d'ionisation et du chauffage du milieu interstellaire (voir la récente revue de ce problème par Dalgarno et MacCray (1972)

et également Field (1974). Une telle composante est également invoquée par Fisk (1974) pour expliquer l'excès d'^{4}He récemment observé dans le rayonnement cosmique en dessous de 100 MeV/N (voir appendice 8). On a examiné dans l'appendice 8 la possibilité que cette composante hypothétique soit également responsable de la production du ^{7}Li galactique, et on y a montré qu'un flux $\sim E^{-3}$ ou E^{-5} comportant 4 % d'hélium (valeur observée dans le rayonnement cosmique de plus haute énergie, à la même énergie par nucléon) et normalisé de façon à produire le ^{7}Li observé en 10^{10} ans ($^{7}Li/H = 10^{-9}$) produit également le taux d'ionisation requis, qui est de 2×10^{-15} par atome d'hydrogène et par seconde. Ceci à condition que le flux ne continue pas à croître en dessous de quelques MeV/N. La densité d'énergie sous forme de ces particules est alors du même ordre que celle du rayonnement cosmique observé. Ce flux est représenté sur la figure 5. 1.

Parmi les effets observables de l'existence de cette composante, on discute plus loin de la production de positrons de désintégration béta et de raies gamma nucléaires. Aucun de ces deux effets n'est en conflit avec les limites supérieures actuellement observées.

Par contre, l'absence d'états d'ionisation élevés de C et N observés devant un certain nombre d'étoiles par le satellite Copernicus semblerait exclure le rayonnement cosmique comme agent d'ionisation (voir par exemple Meszaros 1974). Cette conclusion est actuellement controversée, les calculs faits jusqu'à présent n'ayant pas tenu compte des effets des échanges de charge (voir Field 1974). De plus elle n'est valable en fait que pour un modèle stationnaire (Kafatos et al 1974). La production du ^{7}Li dans le milieu interstellaire par ce mécanisme reste donc une possibilité.

Ces particules de basse énergie pourraient également être concentrées dans certaines régions particulières de la Galaxie, comme les restes de supernovae. On montre dans l'appendice 8 que, à condition qu'une partie importante de l'énergie se trouve sous la forme de particules cosmiques de $\simeq$ 10 MeV/N, la production du ^{7}Li présent dans la Galaxie par ces objets est possible. Les restes de supernovae seraient dans ce cas des sources étendues de raies gamma de désexcitation nucléaire, qu'il sera possible d'observer dans les prochaines années, la résolution angulaire des instruments n'étant pas actuellement suffisante (voir Appendice 5).

En conclusion, la production par spallation dans le milieu interstellaire de quatre des isotopes du Li, Be, B semble bien établie. Le ^{7}Li manquant pourrait être produit par un spectre "mou" de rayons cosmiques de basse énergie, soit dans le milieu interstellaire, soit dans des régions localisées comme les restes de supernovae. Diverses prédictions faites à partir de cette hypothèse devraient pouvoir être vérifiées prochainement. D'autres origines possibles du ^{7}Li sont le "Big Bang" (Wagoner 1973) ou les enveloppes des Geantes Rouges (Cameron et Fowler 1972).

$\ast$ Note : En effet, la solution de l'équation (6) du chapitre 2 est

$$\phi_i(E) = \frac{1}{w_i(E)} \int_E^\infty q_i(E') \exp\left(-\int_E^{E'} \frac{dE''}{w_i(E'')\,\Lambda_i(E'')}\right) dE'$$

ou $w_i(E) = -(dE/dX)_i$ est l'énergie perdue par nucléon et par g cm^{-2}. L'exponentielle du 2ème membre, qui représente la probabilité pour qu'un noyau i soit ralenti par collisions de E' à E sans être détruit ni s'échapper de la Galaxie, vaut pratiquement 1 en-dessous de $\simeq$ 100 MeV/n. De plus, pour un spectre à la source $\sim W^{-2.7}$, le nombre de particules émises avec E < 100 MeV/n est négligeable, et l'intégrale varie très lentement avec E dans ce domaine. On a donc, pour E < 100 MeV/n

$$\phi_i(E) \simeq \frac{1}{w_i(E)} \int_{100\ \mathrm{MeV}}^{\infty} q_i(E')\,dE'$$

$$\simeq \frac{w_i(100\ \mathrm{MeV})}{w_i(E)}\,\phi_i(100\ \mathrm{MeV})$$

$$\simeq \frac{E}{100\ \mathrm{MeV}}\,\phi_i(100\ \mathrm{MeV})$$

ce que montre la figure 5.1.

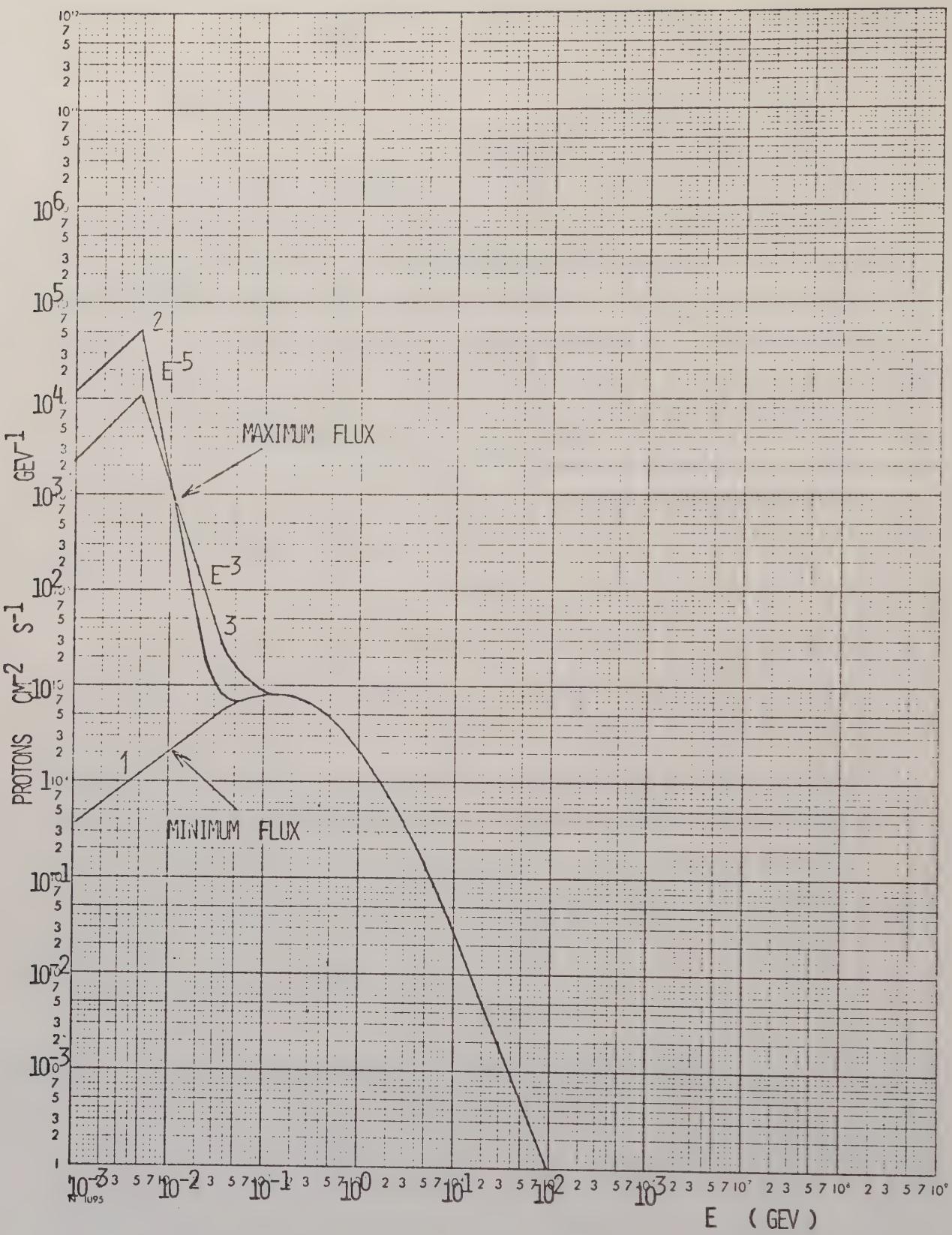

Figure 5.1 - Spectre interstellaire calculé des protons cosmiques. La courbe (1) donne le flux obtenu à partir d'un spectre à la source $\sim W^{-2.7}$ (W = énergie totale) et peut être considérée comme le flux interstellaire minimum (voir texte). Les courbes (2) et (3) donnent le flux obtenu en ajoutant au précédent un flux $\sim E^{-5}$ et E^{-3} respectivement, normalisé de façon à produire un rapport d'abondances $^{7}Li/H = 10^{-9}$ en 10^{10} ans, avec une coupure à 5 MeV pour être compatibles avec le taux d'ionisation des régions HI. Ces flux donnent une idée du flux interstellaire maximum à basse énergie.

6. PRODUCTION D'ELEMENTS "P" PAR LE RAYONNEMENT COSMIQUE

Le problème de l'origine des éléments "p" (i. e. éléments lourds dont le noyau est relativement riche en protons) n'est toujours pas résolu de façon satisfaisante. (Arnett 1973, Truran 1973). Il semble possible de rendre compte de leurs abondances relatives par les réactions du type (γ, n), (p, γ), (p, n) (Burbidge et al 1957, Macklin 1970, Truran et Cameron 1972), mais aucun modèle physique satisfaisant et détaillé, spécifiant dans quelles conditions astrophysiques ce processus intervient n'a été encore publié. Des modèles de "processus p" dans les ondes de choc des supernovae sont actuellement étudiés par Audouze et Truran (1975) et Truran et Cameron (1975). Voir Truran (1973)

Le but de cette section est de montrer que les éléments "p" ne peuvent être produits par interaction du gaz interstellaire avec le rayonnement cosmique. On se limite d'abord au rayonnement cosmique observé, sans hypothétique composante à basse énergie. Le rapport d'abondance entre un élément "p" et les éléments "r" ou "s" plus lourds est supérieur à 2×10^{-3} (voir figure 6. 1), alors que, par exemple, le rapport B/CNONeMgSi est de $\simeq 10^{-7}$. On a vu au chapitre 5 que l'abondance du bore dans la Galaxie ($B/H \simeq 10^{-10}$) est bien reproduite par l'interaction du rayonnement cosmique avec le gaz interstellaire, essentiellement par spallation du C NO.

Les sections efficaces de spallation sont au maximum 10 fois plus grandes pour les éléments lourds que pour le CNO (elles varient en gros comme $A^{2/3}$). D'autre part, l'excès

d'éléments lourds r ou s dans le rayonnement cosmique par rapport au système solaire (en prenant l'hydrogène comme référence) est le même que celui du CNO. On voit donc qu'on ne peut espérer obtenir un rapport produits /parents supérieur à 10^{-6} et qu'il s'en faut d'un facteur 2×10^{3} au moins.

Notons par ailleurs que l'allure de la courbe d'abondance des éléments p en fonction de leur nombre de masse A, si on la compare à celles des éléments r ou s (figure 6.1) suggère que les éléments p ont été produits à partir d'éléments de masse légèrement inférieure plutot que d'éléments plus lourds. Ceci serait le cas des réactions du type (γ, n) déjà mentionnées, mais également des réactions $(\alpha, 2n)$. Le seuil de ces dernières se situe à environ 10 MeV et le maximum de leur section efficace peut atteindre 1.5 barn, comme le montre la figure 6.2, tirée de Barbier (1969) Il est intéressant de noter que le noyau parent d'un élément p de nombre de masse A et de charge Z est, pour cette réaction, le noyau (A - 2 , Z - 2) et qu'il se trouve que chaque élément p possède un parent stable, que nous dénoterons par s pour simplifier. Les rapports d'abondance entre les éléments p et leurs parents respectifs sont présentés dans la figure 6.3 et se situent entre 10^{-1} et 10^{-3}. Les valeurs sont tirées de Cameron (1973).

Si on suppose l'existence d'un flux important de rayons cosmiques de basse énergie, capable de produire le Li galactique par les réactions $\alpha + \alpha$ (voir chapitre 5), le rapport des taux d'enrichissement du gaz interstellaire en Li et en un élément p donné est

$$\frac{\frac{d}{dt}\left(\frac{n_p}{n_s}\right)}{\frac{d}{dt}\left(\frac{n_{Li}}{n_{He}}\right)} = \frac{\int_0^\infty \sigma_{\alpha,2n}(E) E^{-\gamma} dE}{\int_0^\infty \sigma_{\alpha+\alpha}(E) E^{-\gamma} dE} = \frac{\langle \sigma_{\alpha,2n} \rangle}{\langle \sigma_{\alpha+\alpha} \rangle} = f(\gamma)$$

où n_p , n_s , n_{Li} , n_{He} sont respectivement les densités de l'élément p considéré, de son noyau parent s, de Li et de He dans le gaz irradié. Le flux de rayonnement cosmique est pris comme précédemment de la forme $K_i E^{-\gamma}$ pour l'élément i. Pour rendre compte des abondances observées, les taux produits doivent être

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{n_p}{n_s}\right) > \frac{10^{-3}}{T_G}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{n_{Li}}{n_{He}}\right) \simeq \frac{10^{-8}}{T_G}$$

où T_G est l'âge de la Galaxie, et leur rapport $f(\gamma)$ doit être $> 10^5$. Les valeurs calculées de $f(\gamma)$ sont données dans la table 6. 1, qui montre que $f(\gamma)$ est trop petit par un facteur > 200.

On n'a considéré ici que l'action des alphas cosmiques sur les éléments lourds du gaz. Pour le processus inverse, on aura

$$f(\gamma) = \frac{K_s / n_s}{K_\alpha / n_\alpha} \frac{\langle \sigma_{\alpha,2n} \rangle}{\langle \sigma_{\alpha+\alpha} \rangle}$$

et $f(\gamma)$ pourra être plus grand que dans le cas précédent si le rayonnement cosmique de basse énergie est très riche en noyaux lourds. Pour expliquer l'abondance des éléments p, on devrait avoir

$$\frac{K_s / n_s}{K_\alpha / n_\alpha} \simeq 10^3$$

Ceci correspond à un enrichissement à la source de $\simeq 10^3 \frac{Z_s^2}{A_s}$. En effet, avec les notations du chapitre 2 (ou Appendice 7), le flux d'un élément i s'écrit

$$\phi_i(E) = \frac{1}{n v_i(E)} \int_E^\infty dE' q_i(E') e^{-\int_E^{E'} dE'' \frac{1}{v_i(E'') \lambda_i(E'')}}$$

Pour des spectres à la source $\sim E^{-\Gamma}$, avec $\Gamma > 2$, seul le domaine $E \lesssim 100$ MeV/N contribue à l'intégrale, et dans ce domaine, l'exponentielle vaut $\simeq 1$ (elle représente la probabilité qu'un noyau i soit ralenti par ionisation, sans être détruit ni s'échapper de la Galaxie). On a donc

$$\phi_i(E) \simeq \frac{1}{n v_i(E)} \int_E^\infty q_i(E') dE'$$

avec $$v_i(E) = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \sim \frac{Z_i^2}{A_i} E^{-1}$$

La relation entre abondance dans le rayonnement cosmique et abondance à la source sera donc

$$\frac{\phi_i}{\phi_{He}} \simeq \frac{A_i}{Z_i^2} \frac{q_i}{q_{He}}$$

Notons que dans le rayonnement cosmique observé, à quelques GeV/N, on a

$$\frac{K_s / n_s}{K_{He} / n_{He}} \simeq \frac{K_{Fe} / n_{Fe}}{K_{He} / n_{He}} \simeq 25$$

Par ailleurs, d'après les études sur l'évolution chimique de la Galaxie, dans lesquelles on admet que les éléments lourds sont produits par les supernovae, il ne semble pas que la matière éjectée par ces objets soit enrichie en ces éléments de plus d'un facteur $\simeq$ 10 (Voir par exemple Reeves et Johns 1074, Audouze et Tinsley 1974, Truran et Cameron 1971, Talbot et Arnett 1973).

On pourrait éventuellement supposer que ce rayonnement cosmique de basse énergie est très pauvre en hélium, pour éviter la surproduction de Li. Sa teneur en éléments lourds peut se calculer de toute façon comme suit. On a

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{n_p}{n_s}\right) = \frac{K_s n_{He}}{n_s} \int_0^\infty \sigma_{\alpha, 2n}(E) E^{-\gamma} dE$$

Cette quantité doit être égale à

$$\frac{1}{T_G} \frac{n_p}{n_s},$$

d'où

$$K_s = \frac{n_p}{n_{He} T_G} \frac{1}{\int_0^\infty \sigma_{\alpha, 2n}(E) E^{-\gamma} dE}$$

n_p/n_{He} varie de 3×10^{-10} à 3×10^{-12} pour A allant de 80 à 200 (Cameron 73) et la table 6.2 donne les valeurs de l'intégrale, ainsi que les valeurs maximum de K_H compatibles avec le taux d'ionisation du milieu interstellaire (voir chapitre 5) et avec la puissance totale des supernovae ($\simeq 10^{41}$ erg s^{-1}). Cette table montre que l'enrichissement en éléments lourds, à la source, doit être supérieur à 10^4.

Si on suppose que ce processus opère dans les restes de supernovae plutôt que dans le milieu interstellaire, on n'évite pas la difficulté de l'énergétique, l'énergie à fournir par élément "p" produit étant la même dans les deux cas.

Les réactions (p, 2n) pourraient également jouer un rôle dans la production des éléments "p". Leurs sections efficaces sont semblables (figure 6.4) mais, en énergie par nucléon, les seuils de réactions sont environ quatre fois plus élevés, et le taux de réaction pour des spectres $\sim E^{-\gamma}$ est de l'ordre du précédent multiplié par $4^{-(\gamma-1)} K_p K_\alpha^{-1} < 6$. On aboutit donc à un taux de production du même ordre que le précédent. De plus, de nombreux éléments "p" n'ont pas de parent stable pour cette réaction (figure 6.5), et il faudrait procéder en deux étapes.

Dans le cas particulier des éléments rares ^{138}La et ^{180}Ta (voir figure 6.1), qui sont quelquefois considérés comme éléments "p", les noyaux parents pour les réactions (α, 2n) et (p,2n) sont instables et a durée de vie très courte (< quelques jours). D'autre part, les rapports d'abondance entre ces deux isotopes et les isotopes immédiatement plus lourds valent respectivement 1.7×10^{-4} et 8×10^{-7}, et on a vu que la spallation pourrait expliquer un rapport $< 10^{-6}$. Le ^{138}La ne peut donc être produit par spallation mais cela est possible pour le ^{180}Ta (Audouze 1970)

Schramm (1974) a récemment invoqué les réactions ^{138}Ba (p, n) ^{138}La et ^{180}H (p, n) ^{180}Ta et affirme qu'elles peuvent produire ces deux éléments. Un ordre de grandeur des sections efficaces est donné par la figure 6.6, et un calcul des rapports produits en 10^{10} ans

$$\frac{^{180}Ta}{^{180}H} = T_G K_H \int_0^\infty \sigma(E) E^{-\gamma} dE$$

(et de même pour ^{138}La) donne les résultats présentés dans la table 6.3. On voit d'après cette table que les réactions (p, n) produisent trop peu de ^{138}La et ^{180}Ta par un facteur > 50, en désaccord avec la conclusion de Schramm (1974).

On peut donc conclure que, à l'exception du ^{180}Ta, la production des éléments "p" par les réactions (α, $2n$), (p, $2n$) ou de spallation induites par un flux de rayons cosmiques de basse énergie requiert une puissance supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des supernovae ($\simeq 10^{41}$ erg s^{-1}) ou bien un enrichissement de ce rayonnement en éléments lourds par un facteur $\gtrsim 10^4$, ce qui parait peu vraisemblable.

Il n'est par contre peut être pas exclu que ces réactions produisent des éléments "p" au cours de l'explosion des supernovae. D'après Colgate (1973), devant l'onde de choc la température peut atteindre 10 MeV, ce qui est de l'ordre du seuil des réactions dont on vient de parler. Cette valeur est contestée par Weaver et Chapline (1974) qui donnent une limite supérieure de 100 kev. Ce type de nucleosynthèse est actuellement étudié par Truran et Cameron. (voir Truran 1973).

TABLE 6.1

γ	3	5	7
$\int \sigma_{\alpha,2n}(E)\, E^{-\gamma}\, dE$ (E en GeV/N)	10^{-20}	3×10^{-16}	10^{-11}
$\int \sigma_{\alpha+\alpha}(E)\, E^{-\gamma}\, dE$ (E en GeV/N)	3×10^{-22}	2×10^{-18}	2×10^{-14}
$\dfrac{\langle \sigma_{\alpha,2n} \rangle}{\langle \sigma_{\alpha+\alpha} \rangle}$	30	150	500

Rapport des valeurs moyennes des sections efficaces des reactions (α, 2n) et $\alpha+\alpha \rightarrow {}^{7}Li$ calculé pour différents spectres de particules alpha cosmiques de la forme $E^{-\gamma}$.

TABLE 6.2

	3	5	7
$\int \sigma_{\alpha,in} E^{-\gamma} dE$ (E en GeV/N)	10^{-20}	3×10^{-16}	10^{-11}
K_s $cm^{-2}\ s^{-1}\ GeV/N^{-1}$	$3x10^{-8}$ à $3x10^{-11}$	10^{-12} à 10^{-15}	$3x10^{-14}$ à $3x10^{-20}$
K_H maximum	$1.4. \times 10^{-3}$	1.7×10^{-7}	2×10^{-11}
$\frac{K_S / K_H}{n_s / n_H}$	$7x10^{2}$ à 7×10^{4}	$1.7x10^{3}$ à $1.7x10^{4}$	$5x10^{2}$ à 5×10^{3}
$\frac{q_s / q_H}{n_s / n_H}$	$3x10^{4}$ à $1.5x10^{5}$	$3x10^{4}$ à $3x10^{5}$	10^{4} à 10^{5}

Surabondance des éléments lourds dans le rayonnement cosmique de basse énergie nécessaire pour qu'il produise les éléments "p" dans le gaz interstellaire. Les calculs sont faits pour un spectre de la forme $E^{-\gamma}$, pour plusieurs valeurs de γ .

TABLE 6.3

γ	3	5	7	Valeurs observées Cameron 1973
$\int \sigma_{p,n} E^{-\gamma} dE$ E en GeV	2.7×10^{-21}	3×10^{-17}	4.4×10^{-13}	
$\frac{^{138}Ta}{^{138}Ba}$	1.2×10^{-6}	1.7×10^{-6}	2.6×10^{-6}	1.2×10^{-4}
$\int \sigma_{p,n} E^{-\gamma} dE$ E en GeV	8×10^{-22}	9×10^{-18}	1.4×10^{-13}	
$\frac{^{180}Ta}{^{180}Mf}$	3.3×10^{-7}	4.6×10^{-7}	8.4×10^{-7}	3.5×10^{-5}

Valeur moyenne des sections efficaces des réactions ^{138}Ba (p, n) ^{138}La et ^{180}Mf (p, n) ^{180}Ta pour des spectres de la forme $E^{-\gamma}$, et rapports d'abondance obtenus en 10^{10} ans.

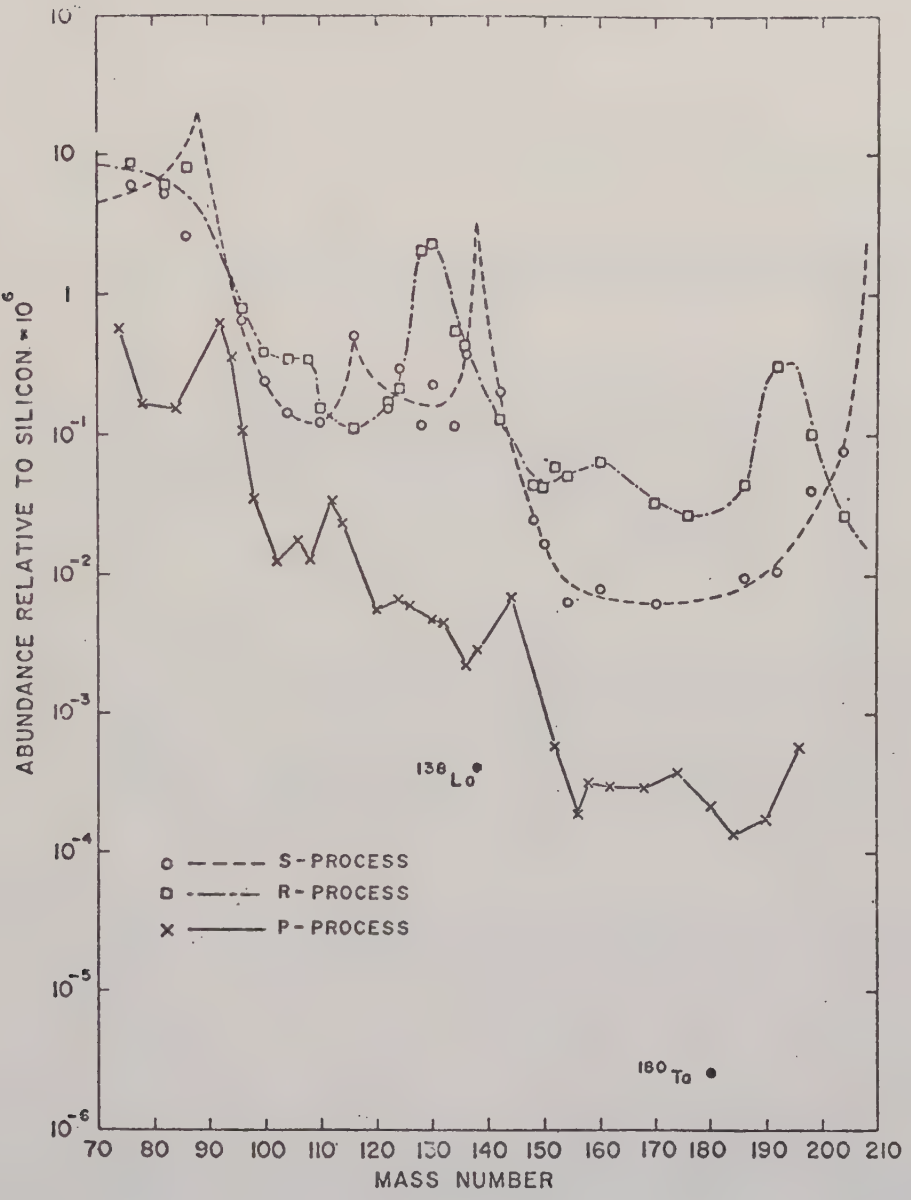

Figure 6.1 - Abondances des noyaux lourds produits par les processus "r", "s" et "p". Ces symboles signifient que l'isobare est produit principalement par l'un des trois processus. Figure extraite de Cameron (1973).

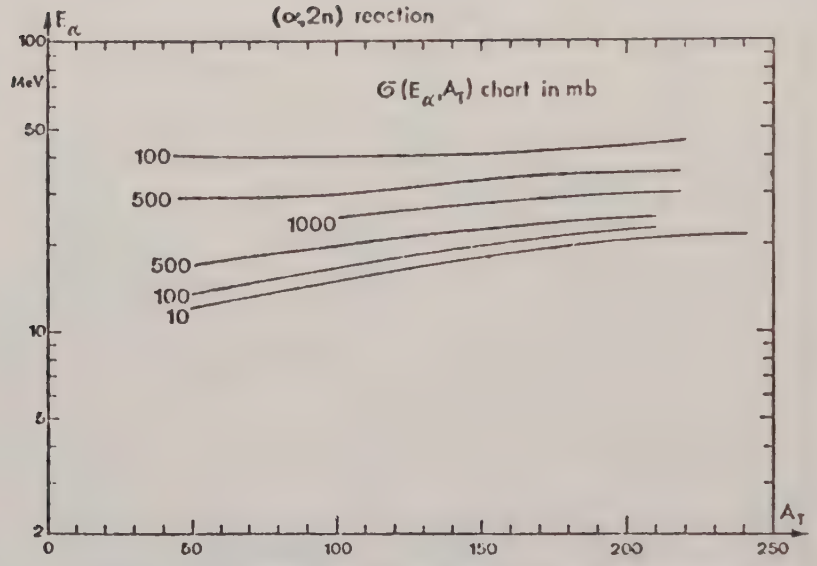

Fig. IV.15 Smoothed approximation of (α, 2n) cross-section.

Figure 6.2 - (d'après Barbier, 1970). Les sections efficaces des réactions (α, 2n). L'abcisse donne le nombre de masse de la cible, l'ordonnée l'énergie et la cote les sections efficaces en millibarns.

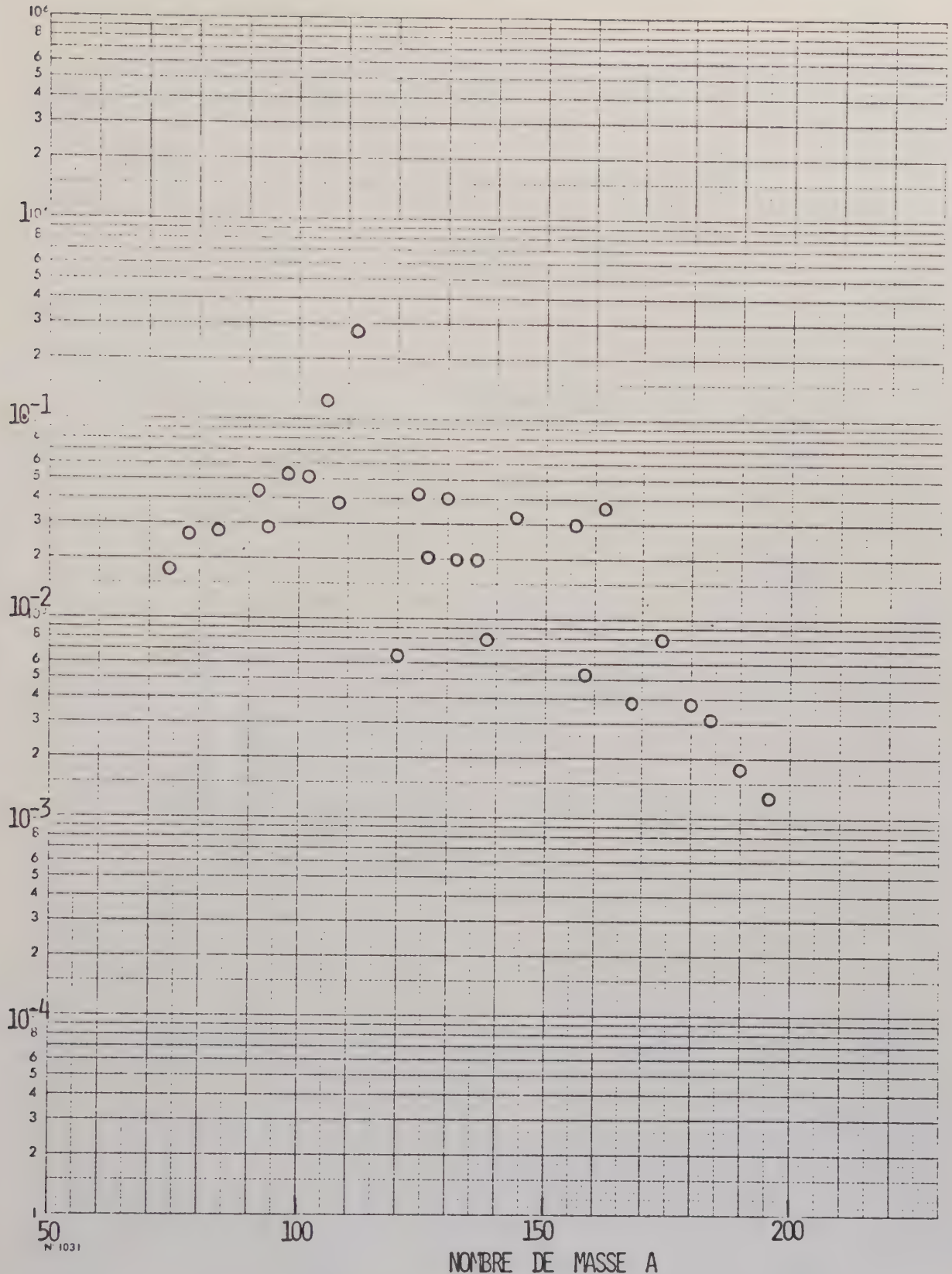

Figure 6.3 - Abondances des éléments "p" par rapport à leurs parents respectifs pour les réactions (α, 2n), i. e. les noyaux (A-2, Z-2) correspondants.

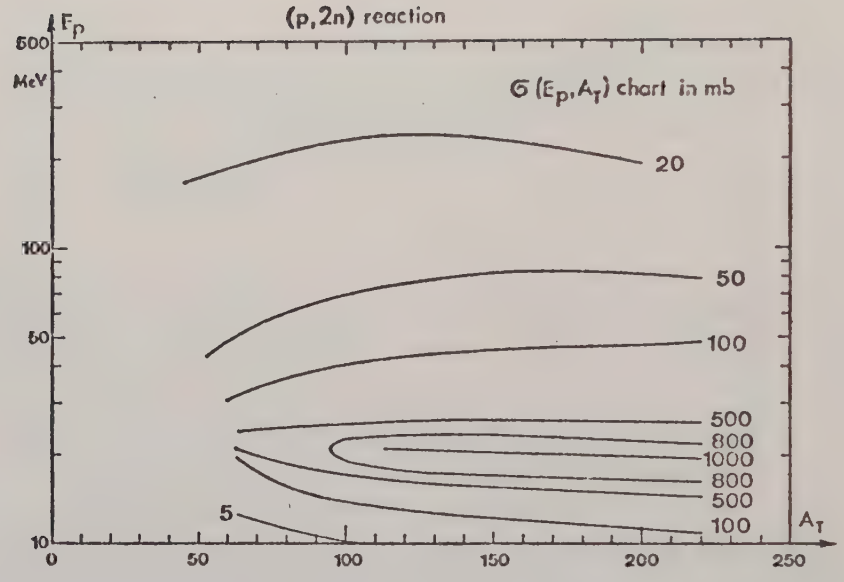

Fig. IV.2 Smoothed approximation of (p,2n) reaction cross-section.

Figure 6.4 - Analogue à la figure 6.2 pour les réactions (p, 2n).

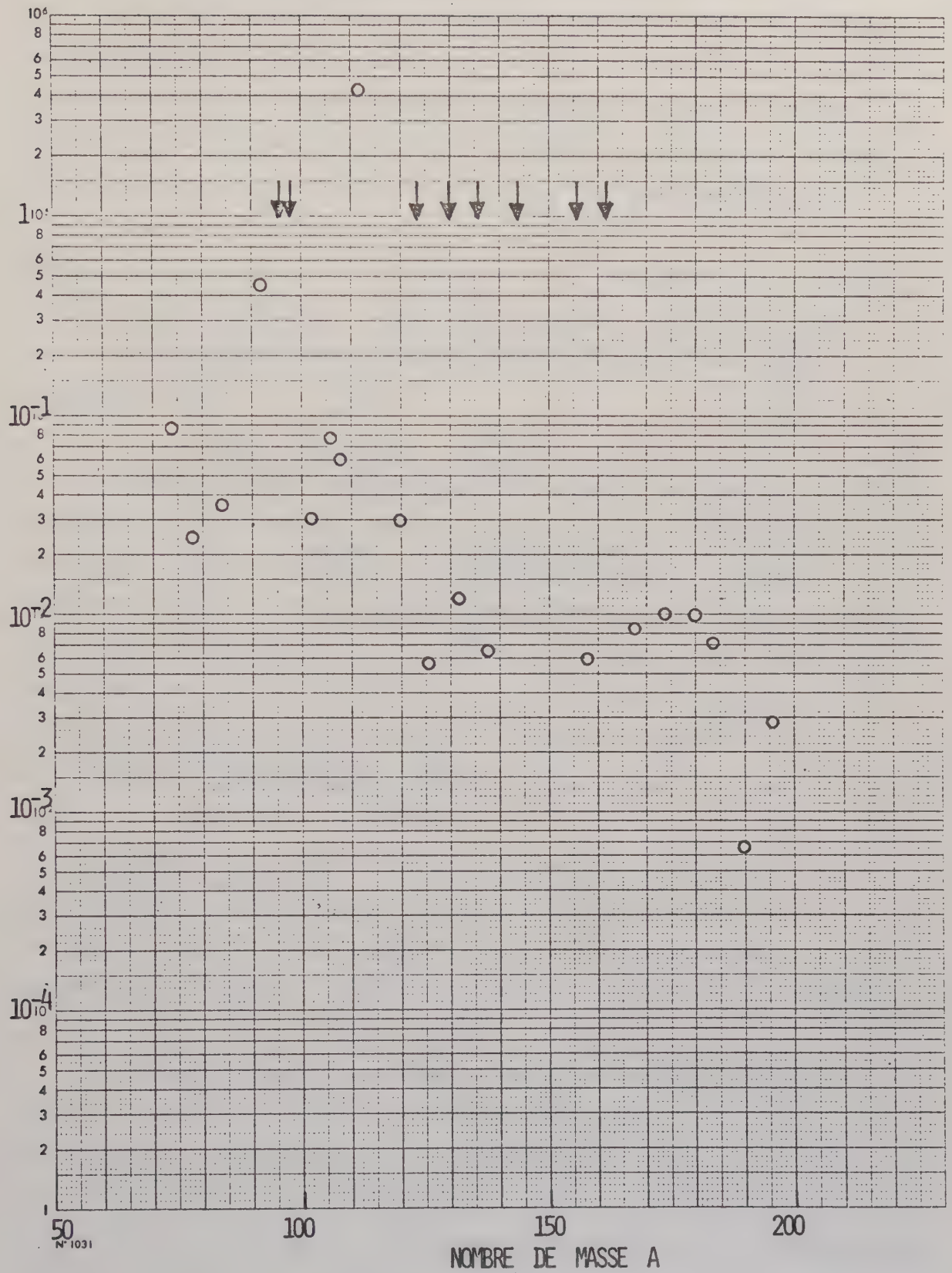

Figure 6.5 - Analogue à la figure 6.3 pour les réactions (p, 2n). Les flèches indiquent les éléments "p" dont le parent est instable.

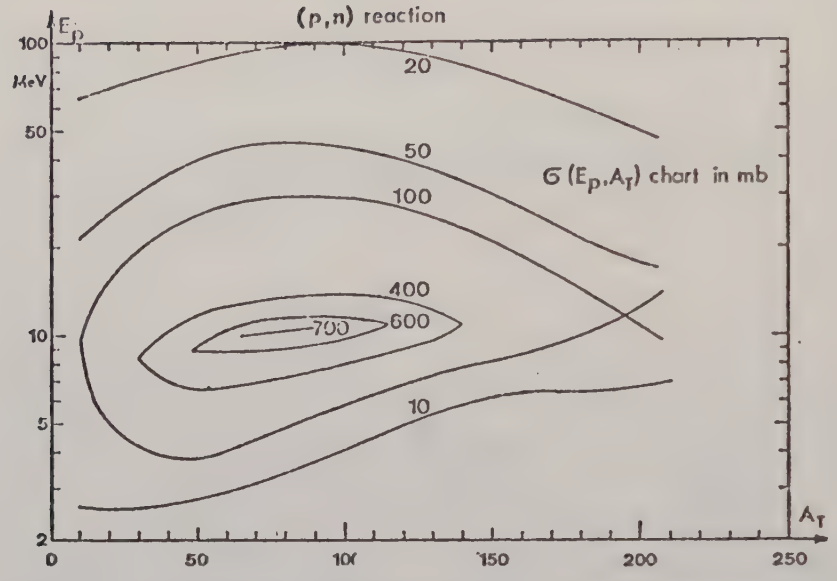

Fig. IV.1 Smoothed approximation of (p,n) reaction cross-section.

Figure 6.6 - Analogue à la figure 6.2 pour les réactions (p, n).

7. EMISSION DE POSITRONS DE DESINTEGRATION BETA DANS LE MILIEU INTERSTELLAIRE. -

Parmi les effets éventuellement détectables de l'existence d'un flux important de rayons cosmiques de basse énergie ($E < 100$ MeV/n) dans la Galaxie, la production par spallation d'isotopes instables par émission β^+ pourrait alimenter un flux de positrons d'énergie $\simeq$ 1 MeV dont l'annihilation donnerait une raie gamma à 511 keV. Ce problème a déjà été étudié dans le passé (Stecker 69, Ramaty et al. 70). Les auteurs de ce dernier travail concluent que le flux de positrons est peut être détectable, mais que la raie de 511 keV est trop faible pour émerger du fond du ciel isotrope observé à cette énergie.

Le taux d'ionisation du milieu interstellaire d'une part, et le taux de production du Li d'autre part nous permettent de donner une limite supérieure du flux interstellaire du rayonnement cosmique en dessous de 100 MeV/n, comme on l'a vu dans l'appendice 8. On a donc refait les calculs de Ramaty et al. pour ce flux maximum, supposé de la forme E^{-5}. Cette forme n'a pas grande importance ici, comme on le voit plus loin. Il vaut pour les protons

$$\phi(E) = 10^{-7} E^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$$

pour $E > 0.005$ GeV

(voir figure 7.1), et pour les autres éléments, on a pris les abondances observées (Shapiro et al. 1973). La méthode de calcul est exposée dans Ramaty et al. (1970) et ne présente pas de difficulté.

Le taux d'émission de positrons par gramme par seconde et par intervalle d'énergie est présenté dans la figure 7.2. pour les isotopes radioactifs les plus importants (^{11}C, ^{13}N, ^{14}O, ^{15}O), en supposant que le milieu interstellaire ait une composition universelle. Les principales sections efficaces de production de ces éléments sont mesurés (voir compilations de Audouze et al. (1972). La figure 7.3 montre le flux interstellaire calculé comparé à sa valeur minimum,

qui est obtenue avec le flux de rayonnement cosmique défini au chapitre 5.

Ce flux de positrons vient s'ajouter à celui produit par désintégration des π^+ provenant des interactions p-p, p-α, α -α, calculé par Ramaty et al. et par Stecker.

La figure 7.3 montre que la contribution de la radioactivité β^+ est négligeable au dessus de quelques MeV, et qu'elle est du même ordre que celle des π^+ en dessous de cette énergie. En outre, l'effet de la composante hypothétique de rayonnement cosmique de basse énergie est très faible, certainement pas détectable, d'autant que l'on n'a pas calculé ici les effets de la modulation solaire, mal connus à ces énergies. Le flux calculé est nettement plus faible que la valeur mesurée par le groupe de Goddard (Cline et al. 66), valeur par ailleurs mise en doute par certains expérimentateurs, mais compatible avec les limites supérieures obtenues par Hurford et al. (1973).

Sur la figure 7.3, on a également représenté le flux de positrons calculé par Ramaty et al. (1970) en supposant un spectre interstellaire de protons (voir figure 7.1)

$$\phi_p(E) \simeq 10\, E^{-2.5}\ cm^{-2}\, s^{-1}\, GeV^{-1}$$

au dessus de 5 MeV, qui est une extrapolation vers les basses énergies du flux au-dessus de 10 GeV. Ces auteurs obtiennent un meilleur accord avec le flux observé mais un tel spectre de rayonnement cosmique est exclu dans le milieu interstellaire. Il produirait un taux d'ionisation trop élevé par plusieurs ordres de grandeur, et la puissance requise pour l'alimenter serait de $\simeq 5 \times 10^{43}$ ergs/s, égale à la luminosité de la Galaxie, sans compter la surproduction de Li (chapitre 5).

D'après les calculs de Ramaty et al., même avec un flux aussi élevé, la raie gamma de 511 keV est trop faible pour émerger du fond du ciel isotrope. Cette conclusion reste vraie a fortiori pour le flux maximum de rayons cosmiques actuellement admissible.

En conclusion, le flux de positrons de basse énergie provenant de la désintégration de produits de spallation radioactifs dans le milieu interstellaire est trop faible pour expliquer la valeur observée par Cline et al. (1966) mais est compatible avec les limites supérieures observées par Hurford et al. (1973). L'effet d'une hypothétique composante de basse énergie du rayonnement cosmique, responsable du taux d'ionisation du milieu interstellaire et de l'abondance du ^{7}Li, est trop faible pour être détecté.

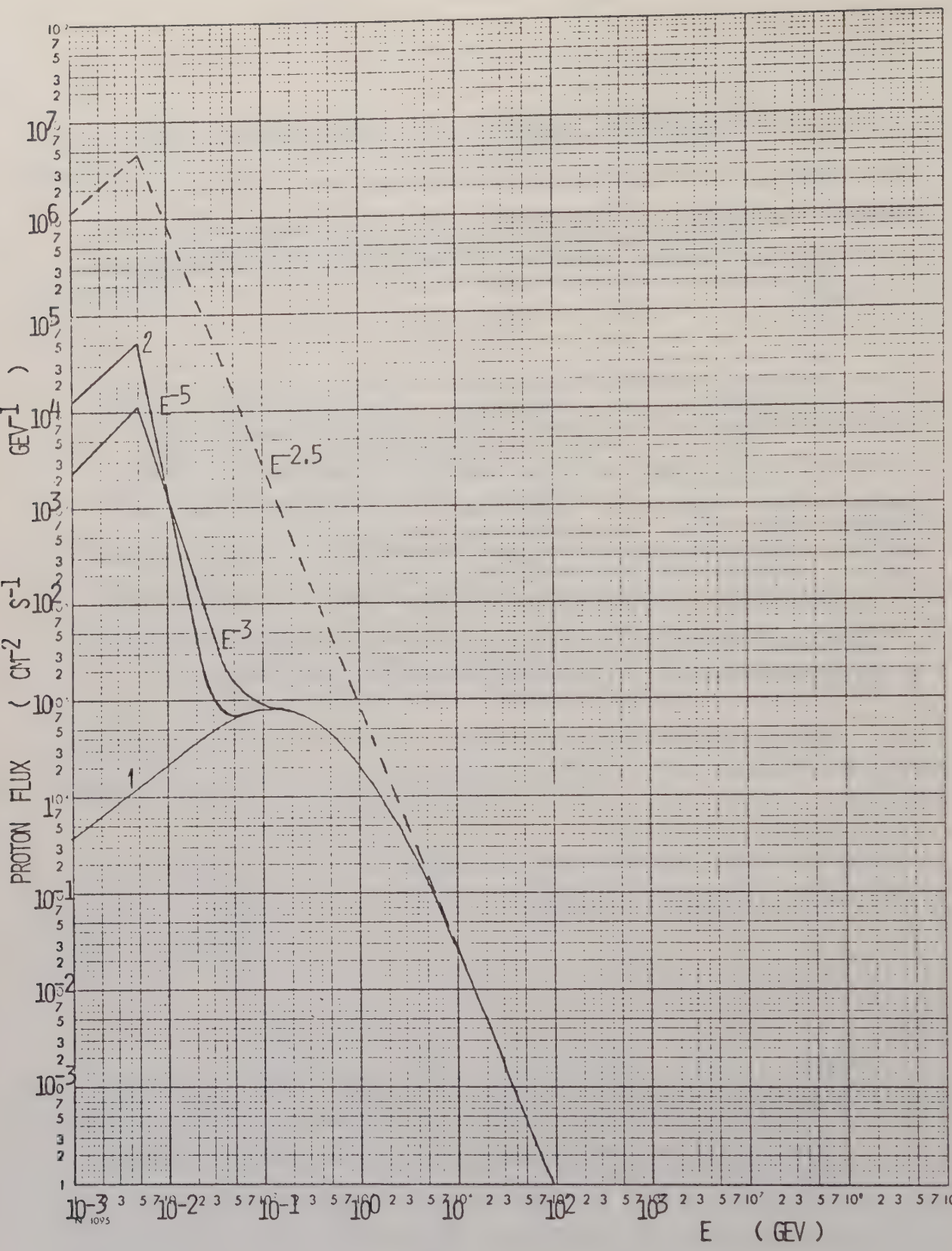

Figure 7.1 - Spectres interstellaires de protons cosmiques utilisés dans le présent calcul. La courbe 1 donne le flux calculé à partir d'un spectre à la source $\sim W^{-2.7}$, normalisé de façon à reproduire le spectre observé à $\simeq 10$ GeV. La courbe 2 représente le flux obtenu en ajoutant au précédent une composante de basse énergie $\sim E^{-5}$ compatible avec le taux d'ionisation du milieu interstellaire. La courbe en tirets reproduit le flux interstellaire utilisé par Ramaty et Lingenfelter (1970), de la forme $E^{-2.5}$.

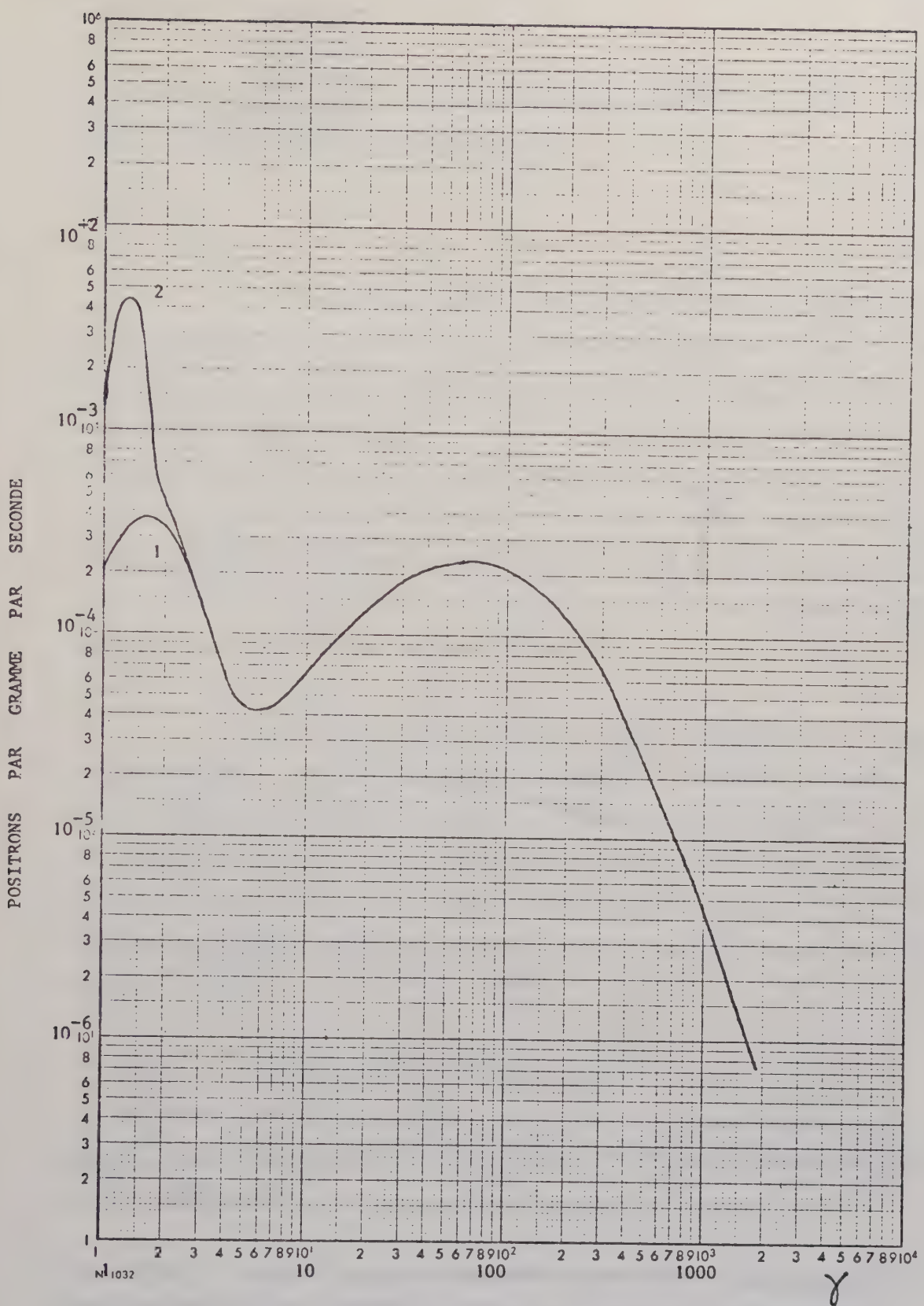

Figure 7.2 - Taux de production de positrons dans le milieu interstellaire par g et par s. La partie haute énergie provient de la désintégration de π^+ produits par les interactions p-p, p-α, α-α. En-dessous de quelques MeV, la contribution dominante est due à l'émission β^+. Les courbes 1 et 2 correspondent aux flux de rayonnement cosmique 1 et 2 (figure 7.1).

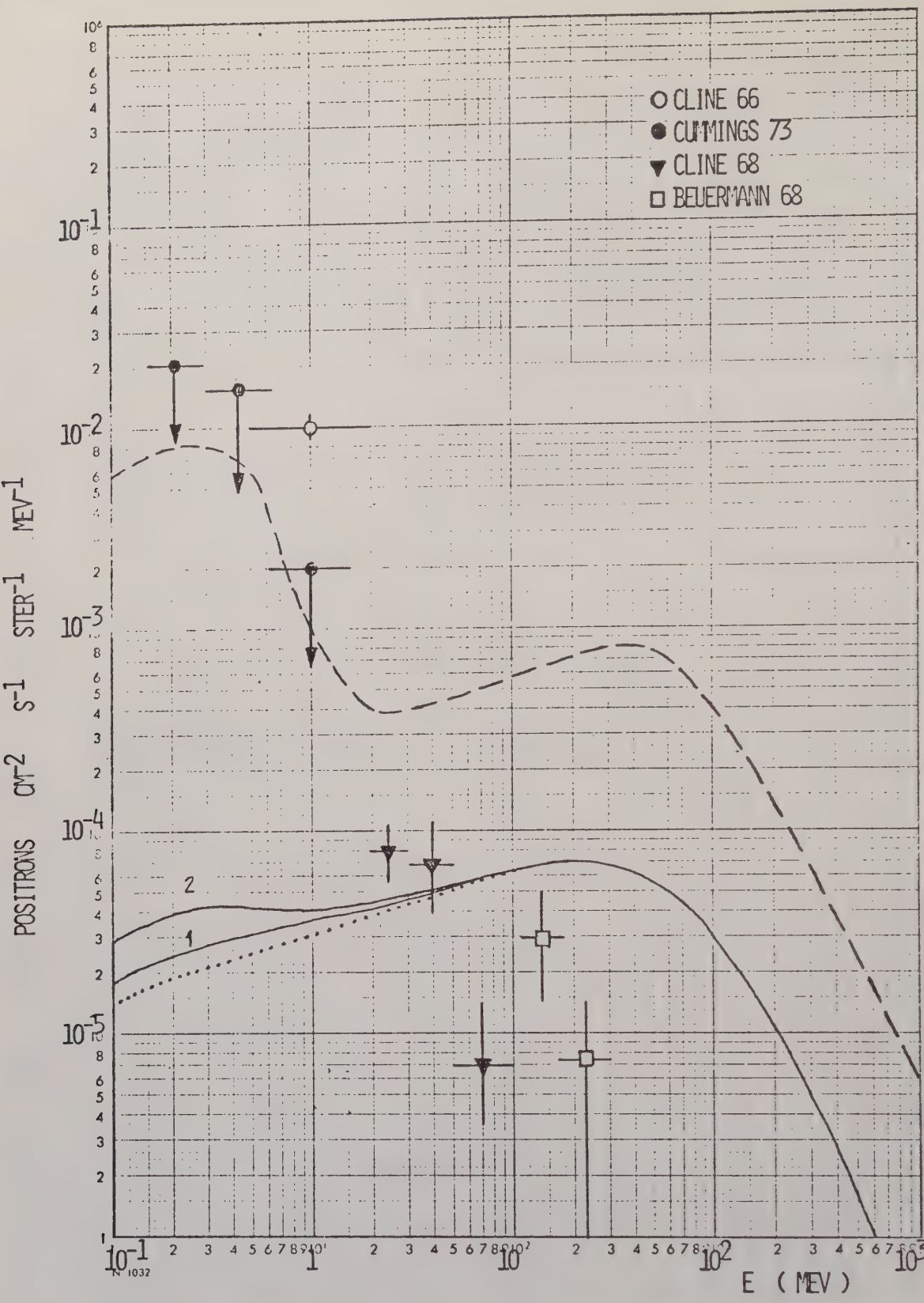

Figure 7.3 - Flux interstellaire de positrons calculés, comparés aux observations à la terre. La courbe en pointillé donne le flux provenant de désintégration de π^+, calculé par Stecker (1969). Les courbes en trait plein (1) et (2) sont obtenues en ajoutant à ce flux la contribution des désintégrations β^+ des noyaux radioactifs produits par les flux de rayonnement cosmique (1) et (2) représentés sur la figure 7.1. La courbe supérieure en tirets donne le flux calculé par Ramaty et Lingenfelter (1970) à partir d'un spectre interstellaire de rayons cosmiques $\sim E^{-2.5}$ (voir aussi figure 7.1). On n'a pas tenu compte de la modulation

8. EMISSION DE RAIES GAMMA NUCLEAIRES PRODUITES PAR LE RAYONNEMENT COSMIQUE

Les collisions inélastiques proton-noyau ou alpha-noyau, ou les réactions de spallation qui laissent le noyau final dans un état excité, sont accompagnées de l'émission de raies gamma de désexcitation (dans le domaine de 1 à 10 MeV). La détection de certaines de ces raies en provenance du milieu interstellaire ou d'objets localisés serait d'un grand intérêt astrophysique mais n'a été réalisée jusqu'ici que pour des éruptions solaires (Chupp 1973 et 1974), du fait de la grande difficulté à obtenir une bonne résolution en énergie aussi bien qu'angulaire dans la région du MeV.

Ces observations pourraient nous renseigner sur le flux de rayons cosmiques de basse énergie (les sections efficaces ne sont importantes que en dessous de 100 MeV/Nucléon) dans le milieu interstellaire ou dans les sources éventuelles. Le flux interstellaire à ces énergies est précisément le plus mal connu, par suite de la forte décélération que ces particules subissent dans le vent solaire.

D'autre part, la comparaison entre les intensités de raies d'éléments différents est en principe un moyen d étude des abondances relatives dans le gaz irradié, qui aurait l'avantage d'être indépendant de l'état chimique des éléments (molécules, grains, ...)

On a vu dans le chapitre 5 que l'existence d'un flux important de rayonnement cosmique de basse énergie, capable de fournir le taux d'ionisation observé du milieu interstellaire et de produire le ^{7}Li galactique ne peut actuellement être exclue. Dans

l'appendice 5 on a donc calculé le flux gamma (entre 1 et 10 MeV) émis par un gaz irradié par des particules cosmiques en présence et en l'absence de cette composante de basse énergie

On y a montré que, d'une façon générale, on peut distinguer deux composantes dans ce flux gamma. L'émission provenant des noyaux rapides interagissant avec les p ou les α au repos, et celle des noyaux lents du gaz frappés par les p ou les α cosmiques. La largeur des raies est déterminée par l'élargissement Doppler, qui est très différent dans ces deux cas. Dans le premier, les raies sont fortement élargies et pratiquement inobservables, tandis que dans le second, leur largeur est comprise entre quelques keV et quelques dizaines de keV, selon la masse des noyaux

Le calcul ne présente pas de difficulté dans le premier cas. Dans le second, il faut, pour calculer la largeur des raies, connaître la distribution angulaire des noyaux de recul. On a fait le calcul pour le cas de la diffusion inélastique, en utilisant les distributions angulaires expérimentales du proton ou de l'alpha sortant. On obtient ainsi un taux d'émission par atome d'hydrogène $\frac{\text{sec.MeV}}{\text{Ster.}}$ qui n'est fonction que du flux de rayons cosmiques, de la forme de leur spectre en énergie et de la composition du gaz irradié.

8.1 Emission par le milieu interstellaire.

Pour l'émission du milieu interstellaire, le flux maximum proviendra de la direction du centre galactique. Le nombre d'atomes d hydrogène sur la ligne de visée est de $\simeq 10^{23}\ cm^{-2}$, et l absorption est négligeable. On a considéré deux cas :

a) Le flux interstellaire de rayonnement cosmique minimum, défini au chapitre 5 (représenté sur la figure 5. 1) produit des raies d intensité trop faible pour émerger du fond du ciel isotrope observé à ces

énergies, par un facteur $\simeq 100$. L'isotropie du fond du ciel à quelques MeV a été récemment démontrée par les observations de Schönfelder et al (1974).

b) S i on ajoute à ce flux de rayons cosmiques une composante de basse énergie en E^{-3} ou E^{-5} (voir figure 5. 1) suffisant pour expliquer le taux d'ionisation des régions H I et l'abondance de ^{7}Li dans la Galaxie, le flux γ reçu de la direction du centre galactique est, pour les raies les plus intenses, environ cinq fois plus faible que le fond du ciel. Leur n'est donc pas complètement exclue, si on utilise des détecteurs à très haute résolution en énergie (de l'ordre de quelques keV).

8. 2 Sources localisées

On a considéré le cas des restes de supernovae comme sources étendues possibles. On sait en effet que des électrons cosmiques sont présents dans ces objets en quantités importantes, ce qui est démontré par leur rayonnement synchrotron, et elles sont considérées comme des sources possibles des noyaux cosmiques observés. Dans cette hypothèse, on estime à environ 10^{50} erg l'énergie fournie en moyenne par chaque supernova sous la forme de rayonnement cosmique (Ginzburg - Syrovatskii 1964).

Si on suppose qu'une telle énergie est présente dans les jeunes rémanents de supernova sous forme de rayons cosmiques, avec un spectre semblable à celui qu'on observe à la terre, le flux reçu des plus proches de ces objets serait $\simeq 2 \times 10^{-6}$ photons par cm^2 s MeV pour les raies les plus intenses (voir appendice 5). Ceci conduirait, pour la raie de 4. 44 MeV du ^{12}C, qui a une largeur de $\simeq$ 40 keV, a un flux à la terre de $\simeq 10^{-7}$ photons cm^{-2} s^{-1}, observable en principe si on dispose d'une résolution angulaire de

quelques degrés. La limite supérieure actuelle est de $\simeq 10^{-3}$ photons cm^{-2} s^{-1} (Chupp 1974)

Ce flux serait $\simeq$ 20 fois supérieur au cas où une énergie de même ordre se trouve dans ces objets sous la forme de rayonnement cosmique de basse énergie. Dans ce cas, le ^{7}Li pourrait être produit dans les restes de supernovae par la réaction $\alpha + \alpha$ et répandu ensuite dans la Galaxie.

La conclusion présentée dans l'appendice 7 est que l'observation de raies γ nucléaires émises par le milieu interstellaire s'avère peu prometteuse, bien qu'elle ne puisse être complètement exclue.

Par contre, la détection de raies émises par des objets localisés comme les restes de supernovae semble possible, en particulier si une fraction importante de l'énergie de ces objets se trouve sous la forme de rayons cosmiques d'une dizaine de MeV/N. Cette détection pourrait nous permettre de savoir si le flux de ces particules est suffisant pour que le ^{7}Li galactique soit principalement synthétisé dans les restes de supernovae.

REFERENCES

Arnett, W.D., Annual Review of Astronomy and Astrophys., 11, 1973.

Audouze, J. and Tinsley, B.M., Orange Aid Preprint 342, California Institute of Technology, 1973.

Barbier, M., "Induced Radioactivity", (North Holland), 1969.

Beuermann, K.P., Rice, C.J., Stone, E.C. and Vogt, R.E., 11th Inter. Cosmic Ray Conf. Budapest, 1, 173, 1969.

Cameron, A.G.W. and Fowler, W.A., Ap.J. 164, 111, 1971.

Cameron, A.G.W., Space Science Reviews, 15, 121, 1973.

Cassé, M. and Goret, P., 13th Inter. Cosmic Ray Conf. Denver, 1, 584, 1973.

Cassé, M. and Goret, P., Conference on Cosmic Ray Isotopic Composition, Durham, New-Hampshire, 1974.

Cesarsky, C.J., Thèse Harvard University, Cambridge, Mass., 1971.

Cline, T.L. and Hones, E.W., 11th Inter. Cosmic Ray Conf. Budapest, 1, 145, 1969.

Cline, T.L. and Porreca, G., 11th Inter. Cosmic Ray Conf. 1, 145, 1969.

Cesarsky, C.J. and Kulsrud, R.M., Ap.J. 185, 153, 1973.

Chupp, E.L., Forrest, D.J., Higbie, P.R., Suri, A.N., Tsai, C. and Dunphy, P.P., Nature, 241, 233, 1973.

Chupp, E.L., Forrest, D.J., Suri, A.N. in "Correlated interplanetary and magnetospheric observations", 519 (Reidel) 1974.

Chupp, E.L., Forrest, D.J., Suri, A.N., Ron Adams and Tsai, C., in "Supernovae and supernova remnants " 311 (Reidel) 1974.

Colgate, S.A., Ap.J. 181, L 53, 1973.

Dalgarno, A. and Mc Cray, R.A., Annual Review of Astron. and Astroph. 10, 375, 1972.

Dilworth, C., Maraschi, L. and Perola, G.C., Ap. and Astro., 33, 43, 1974.

Field, G.B., Cours "Ecole d'Eté des Houches", 1974.

Fisk, L.A., Bulletin of the American Physical Society, 18, 664, 1973.

Garcia-Munoz, M., Mason, G.M. and Simpson, J.A., 13th Inter. Cosmic Ray Conf. Denver, 1, 100, 1973.

Garcia-Munoz, M., Conference on Cosmic Ray Isotopic composition, Durham, New-Hampshire, 1974.

Ginzburg, V.L. and Syrovatskii, S.I., Pergamon Press, "The origin of cosmic rays", 1964.

Ginzburg, V.L., Ptuskin, V.S. and Tsytovich, V.N., Ap. and Sp. Sci. 21, 13, 1973.

Ginzburg, V.L., 12th Inter. Cosmic Ray Conference, Hobart, invited paper, 1971.

Goldstein, M.L., Fisk, L.A. and Ramaty, R., Physical Review Letters 25, 832, 1970.

Havnes, O., Astron. and Astrophys. 24, 435, 1973.

Heckmann, H.H. et al., Conference on Cosmic Ray Isotopic composition, Durham, New Hampshire, 1974.

Heckman, H.H., Bieser, F.S., Cork, B., Grenier, D.E. and Lindstrom, P.J., Symposium on Isotopic Composition of solar and galactic cosmic rays, Durham, New Hampshire, October 1974.

Holmes, J.A., Monthly Not. of the R.A.S., 166, 155, 1974.

Hurford, G.H., Mewaldt, R.A., Stone, E.C. and Vogt, R.E., Inter. Cosmic Ray Conf. Denver, 1, 330, 1973.

Jokipii, J.R., Ecole d'été sur les instabilités et la turbulence dans les plasmas, Cadarache, juillet 1974.

Juliusson, E., Ap.J. 191, 331, 1974.

Kafatos, M., Gerola, H., Hatchett, S. and Mc Cray, R., Ap.J. 187, L 113, 1974.

Lingenfelter, R.E., Ramaty, R. and Fisk, L.A., Astrophys. Lett. 8, 93, 1971.

Malklin, R.L., Ap.J. 162, 353, 1970.

Meszaros, P., Nature, 248, 35, 1974.

Meyer, J.P., Thèse, Orsay, 1974.

Mitler, H.E., Astrophys. and Space Science, 17, 186, 1972.

O'Dell, F.W., Shapiro, M.M., Silberberg, R. and Tsao, C.H., 13th Inter. Cosmic Ray Conference, Denver, 1, 490, 1973.

Paul, J., Cesarsky, C. and Cassé, M., à paraitre

Parker, E.N., in "Nebulae and insterstellar matter", Aller et al. editors, vol 7, 1967.

Ptuskin, V.L., Ap. and Sp. Sci. 28, 17, 1974.

Ptuskin, V.S., Kosmich. I ssled. 10, 351, 1972.

Raisbeck, G. and Yiou, F., 13th Inter. Cosmic Ray Conf., Denver, 1, 494, 1973.

Ramaty, R., Stecker, F.W. and Misra D., JGR 75, 1141, 1970 .

Reeves, H., Fowler, W.H. and Hoyle, F., Nature, 226, 727, 1970.

Reeves, H., Annual Review of Astron. and Ap., 12, 1974.

Reeves, H. and Johns, O., à paraitre

Ryter, C., Reeves, H., Gradsztajn, E. and Audouze, J., Astron. and Ap., 8, 389, 1970.

Schramm, D.N., Conference on Cosmic Ray Isotopes, Durham, New-Hampshire, 1974.

Shapiro, M.M., Silberberg, R. and Tsao, C.H., 13th Inter. Cosmic Ray Conf., Denver, 1, 578, 1973.

Silberberg, R., Tsao, C.H., Ap.J. Suppl. 25, 315, 1973.

Skilling, J., Mc Ivor, I. and Holmes, J.A., Mon. Notices of the R.A.S. 167, 87 p, 1974.

Stecker, F.W., Astrophys. and Space Science, 3, 579, 1969.

Talbot, R.J. and Arnett, W.D., Ap.J. 190, 605, 1974.

Traub, W.A. and Carleton, N.P., Ap.J. 184, L 11, 1973.

Truran, J.W. and Cameron, A.G.W., Ap. and Sp. Sci. 14, 179, 1971.

Truran, J.W., in "Explosive Nucleosynthesis", Schramm and Arnett, editors, 1973.

Truran, J.W. and Cameron, A.G.W., Ap.J. 171, 89, 1972.

Urch, I.H. and Gleeson, L.J., Ap. and Sp. Sci. 17, 426, 1972.

Wagoner, R.V., Ap.J. 179, 343, 1973.

Weaver, T.A. and Chapline, G.F., Ap.J. 192, L 57, 1974.

Webber, W.R., Lezniak, J.A., Kish, J.C. and Damle, S.V., preprint, 1973.

Webber, W.R., Lezniak, J.A., Kish, J. and Damle, S.V., Ap. and Sp. Sci. 24, 17, 1973.

Webber, W.R., Conference on Cosmic Ray Isotopic composition, Durham, New Hampshire, 1974.

Yiou, F. and Raisbeck, G., Phys. Rev. Lett. 29, 372, 1972.

Zappala, R.R., Ap.J. 172, 57, 1972.

(*Reprinted from Nature, Physical Science, Vol. 241, No. 109, pp. 100–101, January 29, 1973*)

Energy Dependence of Primary Cosmic Ray Nuclei Abundance Ratios

RECENT measurements of cosmic ray chemical composition between 1 and 100 GeV nucleon^{-1} (refs 1–3) show a decrease of the abundance ratios of secondary to parent nuclei above $\simeq$10 GeV/N. This suggests that above this energy the mean path length of cosmic rays decreases with increasing energy[3,4].

Indeed, the variations of the abundance ratios $\frac{17 \leq Z \leq 25}{\text{Fe Ni}}$ and $\frac{\text{Li Be B}}{\text{C O}}$ imply a decrease of the mean path length from several g cm^{-2} at $E \simeq 2$ GeV/N to a fraction of a gram at $E \simeq 100$ GeV/N.

The same observations also show an energy dependence of the primary nuclei abundance ratios. The presently observed variations of these ratios seem to be consistent with (and give more support to) the conclusion drawn from secondary to parent nuclei ratios, without any need for additional hypothesis, such as charge dependence of the mean path length or charge dependence of the source spectral index.

I take as an example two nuclear species i and j emitted by cosmic ray sources, with the same spectral index, and assume an exponential path length distribution (justified by studies at GeV energies[5]); their abundance ratio at a few GeV/N is given by

$$\frac{N_i}{N_j} = \left(\frac{N_i}{N_j}\right)_{\text{source}} \frac{\frac{1}{\lambda_j} + \frac{1}{\lambda}}{\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda}} \qquad (1)$$

where λ is the cosmic ray escape length (or mean path length) at this energy, and λ_i and λ_j are the nuclear destruction path lengths. If λ decreases with increasing energy, the second

Table 1 Expected and Measured Abundance Ratios

Abundance ratios	$E \simeq 2$ GeV/N	$E \gtrsim 50$ GeV/N	Reduction factor	Expected reduction factor	Calculated source ratio[7]
$\frac{CO}{Fe\ Ni}$	20 ± 3 (refs. 1–3)	8 ± 5 (ref. 1)	2.5 ± 1.4	1.8	8.2
		7 ± 2 (ref. 2)	2.9 ± 0.8		
$\frac{He}{Fe\ Ni}$	330 ± 60 (ref. 1)	160 ± 100 (ref. 1)	2 ± 1.4	2.5	110
$\frac{He}{CO}$	20 ± 2 (ref. 1)	20 ± 9 (ref. 1)	0.7 ± 0.3	1.3	13.5

factor on the right hand of equation (1) approaches one when escape dominates nuclear destruction, that is, when λ reaches a fraction of a g cm^{-2}. Therefore, if the conclusion of the first paragraph is correct, I expect $\frac{N_i}{N_j}$ to decrease by a factor

$$\frac{\frac{1}{\lambda_j} + \frac{1}{\lambda(2\ \text{GeV/N})}}{\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda(2\ \text{GeV/N})}}$$

between $E \simeq 2$ GeV/N and $E \simeq 100$ GeV/N, and to become nearly equal to the source value at $E \simeq 100$ GeV/N.

Applying this calculation to the ratios $\frac{CO}{Fe\ Ni}$, $\frac{He}{Fe\ Ni}$ and $\frac{He}{CO}$ with $\lambda \simeq 7$ g cm^{-2} of interstellar matter (using the technique of ref. 5) and with nuclear destruction path lengths of respectively 16.2, 7.2 and 2.8 g cm^{-2} for He, CO and Fe (with 90% H and 10% He in interstellar matter), I find that these ratios must decrease by factors 1.8, 2.5 and 1.3 respectively. Table 1 shows a comparison between the expected and measured variations of these ratios with energy. The agreement is good for $\frac{CO}{Fe\ Ni}$ and $\frac{He}{Fe\ Ni}$ and the value above 50 GeV/N agrees with the calculated source values[7]. But the $\frac{He}{CO}$ value reported by Smith *et al.*[1] seems to increase slightly with energy, contrary to expectation.

In view of the experimental uncertainties, and because $\frac{C\,O}{Fe\,Ni}$ and $\frac{He}{Fe\,Ni}$ are more sensitive than $\frac{He}{C\,O}$ to escape length variations, I conclude that the present observed energy dependence of the primary nuclei abundance ratios seems to be consistent with the result derived from secondary to parent ratios, that is, with a decrease of the cosmic ray escape length from $\simeq 7$ g cm^{-2} at $\simeq 2$ GeV/N to < 1 g cm^{-2} at $\simeq 100$ GeV/N, implying poor confinement of cosmic rays in the Galaxy above this energy.

MAURICE MENEGUZZI

Service d'Electronique Physique,
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
and
Département d'Astrophysique Fondamentale,
Observatoire de Paris-Meudon, Meudon

Received December 14, 1972.

[1] Smith, L. H., Buffington, A., Smoot, G. F., Alvarez, L. W., and Wahlig, W. A., *Berkeley Space Sciences Laboratory Publ.*, Series 13, Issue 69 (1972).
[2] Juliusson, E., Meyer, P., and Muller, D., *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 445 (1972).
[3] Webber, W. R., Lezniak, J. A., Kish, J. C., and Damle, S. V., *Nature Physical Science*, **241**, 96 (1973).
[4] Audouze, J., and Cesarsky, C., *Nature Physical Science*, **241**, 98 (1973).
[5] Shapiro, M. M., and Silberberg, R., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **20**, 323 (1970).
[6] Meneguzzi, M., Audouze, J., and Reeves, H., *Astron. Astrophys.*, **15**, 337 (1971).
[7] Shapiro, M. M., Silberberg, R., and Tsao, C. H., *Proc. Twelfth Internat. Symp. Cosmic Rays* (Hobart, 1971).

Printed in Great Britain by Flarepath Printers Ltd., St. Albans, Herts.

APPENDICE 1

M. MENEGUZZI

Dépendance en énergie des rapports d'abondance entre noyaux primaires dans le rayonnement cosmique.

Nature Physical Science, 241, 100 (1973)

Résumé : Des mesures récentes montrent que entre 1 et 100 GeV/Nucléon, les rapports d'abondance entre noyaux cosmiques primaires tels que $\frac{C+O}{Fe}$, $\frac{He}{Fe}$, $\frac{He}{C+O}$ décroissent avec l'énergie. On montre que cette décroissance est en accord avec celle, également observée, des rapports secondaires/primaires et que les deux effets s'expliquent par une décroissance de la quantité de matière traversée quand l'énergie augmente, cette quantité passant de 7 à $\lesssim 1$ g/cm^2 entre 1 et 100 GeV/N.

LA COMPOSITION CHIMIQUE DU RAYONNEMENT COSMIQUE A HAUTE ENERGIE (de 1 à 100 GeV par nucléon)

Maurice MENEGUZZI

Section Etudes Spatiales
DPh EP - CEN Saclay
et
Département d'Astrophysique Fondamentale
Observatoire de Paris - 91190 - MEUDON

Papier présenté au Séminaire de l'Orme des Merisiers
8 - 10 Octobre 1973

La composition chimique dans le domaine d'énergie $E \gtrsim 10$ GeV/Nucléon est à priori intéressante à étudier pour plusieurs raisons. D'une part, on sait que dans ce domaine, les spectres en énergie des noyaux cosmiques sont très peu affectés par leur séjour dans la cavité solaire, et qu'on observe donc directement les spectres interstellaires. D'autre part, ces noyaux n'ayant traversé que quelques g/cm^2 de matière entre les zones d'accélération et la Terre, les pertes d'énergie par collision sont négligeables au-dessus de quelques GeV/N. Enfin, les sections efficaces de réaction nucléaire sont pratiquement constantes à ces énergies. Toute variation de la composition chimique avec l'énergie ne peut donc être due qu'aux mécanismes de propagation ou d'accélération, et on peut espérer tirer de l'étude de cette composition des informations sur ces mécanismes.

Les premières mesures entre 10 et 100 GeV/N datent de ces deux dernières années et ont été faites par les groupes de Berkeley, Chicago, Goddard et Durham (U.S.A.). Il apparaît que la composition chimique du rayonnement cosmique, qui semblait constante dans la région de quelques GeV/N, varie avec l'énergie. Tous ces groupes constatent une décroissance des rapports noyaux secondaires / noyaux primaires quand l'énergie augmente, ce qui implique que le parcours des noyaux cosmiques (quantité de matière traversée en g/cm^2) est une fonction décroissante de l'énergie.

Dans ces conditions, on s'attend à ce que le rapport d'abondances de deux noyaux primaires observé à la terre varie également avec l'énergie, à cause de la différence entre leurs sections efficaces de destruction. Dans l'hypothèse où les abondances à la source sont indépendantes de l'énergie, le rapport des abondances d'un noyau primaire donné à celle d'un noyau plus lourd devrait décroître quand

l'énergie augmente. On constate effectivement une variation dans ce sens, mais qui ne s'explique peut être pas quantitativement par cet effet seul. Les différents expérimentateurs sont pour le moment en désaccord sur ce point. On examine ici les observations et les diverses interprétations proposées.

1 - Composition chimique et propagation

A un modèle donné de région de confinement et de propagation du rayonnement cosmique correspond une distribution des parcours possibles entre la source et l'observateur. Des spectres observés, on déduit alors, à l'aide de cette distribution de parcours, les spectres "à la source", notion qui sera précisée plus loin. Notons que la composition chimique est sensible uniquement à cette distribution de parcours, et non aux autres caractéristiques du modèle considéré. Elle ne permettra donc une discrimination entre deux modèles que s'ils prédisent des distributions de parcours différentes.

Avant la publication des premières mesures entre 10 et 100 GeV/N, la composition observée, considérée comme constante vers quelques GeV/N, était bien expliquée sur la base des hypothèses suivantes :

a) La distribution des parcours possibles entre la source et l'observateur a une allure exponentielle :

$$P(X)\,dX = \exp(-X/\Lambda)\,dX/\Lambda$$

où X est le parcours en g/cm^2 et Λ le parcours moyen, indépendant de l'énergie et de la charge du noyau. Ce parcours comprend la quantité de matière traversée au voisinage des sources et dans le milieu interstellaire. La quantité de matière traversée pendant l'accélération est supposée négligeable.

b) Les spectres en énergie des noyaux après accélération (dits "spectres à la source") sont approximativement de la forme :

$$q(A,Z,W) = K(A,Z)\, W^{-\gamma}$$

où W est l'énergie totale par nucléon, et $\gamma \simeq 2{,}7$ pour tous les noyaux. La composition chimique à la source est indépendante de l'énergie. C'est ce que prédit un mécanisme d'accélération de type électromagnétique, où l'accélération ne dépend que de Z/A.

Notons que la distribution de parcours ci-dessus est celle qu'on obtient avec un modèle très simple. Si on suppose que le rayonnement cosmique est confiné dans le disque galactique et que sa densité y est homogène et stationnaire, et si de plus les sources, situées dans la galaxie, sont suffisamment nombreuses pour qu'on puisse les représenter par une distribution spatiale homogène, l'équation de transfert s'écrit :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0 = Q_i - \frac{N_i}{\tau} - \frac{N_i}{\tau_i}$$

avec :

N_i densité de noyaux de type i (en $cm^{-3}.GeV^{-1}$)

$\frac{1}{\tau}$ probabilité par unité de temps de s'échapper de la Galaxie

Q_i nombre de noyaux i injectés par les sources (en $cm^{-3}.s^{-1}.GeV^{-1}$)

τ_i temps de vie vis-à-vis de la destruction nucléaire.

Le flux est $\phi_i = N_i v_i$ et l'équation de transfert correspondante :

$$q_i - \frac{\phi_i}{\Lambda} - \frac{\phi_i}{\Lambda_i} = 0$$

avec $q_i = \frac{Q_i}{\rho}$, $\Lambda_i = \rho c \tau_i$, $\Lambda = \rho c \tau$

(ρ = densité moyenne du gaz traversé en $g.cm^{-3}$), pour des particules relativistes .

Supposons qu'un noyau secondaire i soit produit par un seul noyau parent j . On aura alors :

$$\frac{\phi_i}{\phi_j} = \frac{\frac{\sigma_{ji}}{M_p}}{\frac{1}{\Lambda} + \frac{1}{\Lambda_i}} ,$$

σ_{ij} étant la section efficace de la réaction $p + j \rightarrow i$ et M_p la masse du proton.

Pour deux noyaux primaires j et k , on aura :

$$\frac{\phi_i}{\phi_k} = \frac{\frac{1}{\Lambda} + \frac{1}{\Lambda_k}}{\frac{1}{\Lambda} + \frac{1}{\Lambda_i}} \cdot \frac{Q_i}{Q_k}$$

On voit qu'au-dessus de quelques GeV/N, les sections efficaces étant constantes, les rapports ne dépendent que de Λ, q_{ui} est de l'ordre de 7 $g.cm^{-2}$, ce qui, avec une densité interstellaire de $\simeq 1$ atome d'hydrogène par cm^3 correspond à τ inférieur à quelques millions d'années.

2 - Les rapports secondaires / primaires observés

La décroissance des rapports secondaires / primaires constatée entre quelques GeV/N et 100 GeV/N nous oblige donc à modifier l'hypothèse a. On peut cependant conserver le modèle simple décrit plus haut en laissant varier Λ avec l'énergie. Dans les limites très larges des erreurs expérimentales, on peut rendre compte des observations en prenant :

$$\Lambda(E) = \Lambda_o E^{-\alpha}$$

avec α = 0,2 (Ormes 73)
= 0,3 (Juliusson 73) (Figures 1 et 2)
= 0,5 (Webber 73) (Figures 3 et 4)

3 - Les rapports primaires / primaires

A l'aide de la distribution de parcours ainsi obtenue, on peut calculer les rapports d'abondance des noyaux primaires prévue en supposant qu'ils ont un même spectre en énergie à la source, et les comparer avec les rapports observés, présentés sur les figures 5 à 10. D'après les groupes de Durham (Webber et al., 1973) et Chicago (Juliusson et al., 1973), les variations observées dans les rapports primaires / primaires sont cohérentes avec celles des rapports secondaires / primaires. Autrement dit, aux erreurs près, la propagation seule suffit à expliquer ces variations. Par contre, le groupe de Goddard (Ormes et al., 1973) trouve une décroissance du rapport CO/Fe trop rapide pour être compatible avec celle des autres rapports. Ces auteurs estiment ce désaccord significatif et en concluent que le Fer a un spectre à la source différent de celui du Carbone ou de l'Oxygène. C'est aussi la conclusion de Cesarsky et Audouze (1973).

On peut espérer obtenir des informations supplémentaires en considérant, non seulement les rapports d'abondances, mais également le spectre en énergie de chaque élément. La figure 11 montre un exemple de spectres observés. Sur la figure 12, le groupe de Goddard a porté l'indice spectral observé en fonction de la charge du noyau. Si les différences sont dues uniquement à la propagation, on devrait observer une variation régulière de l'indice spectral. Par contre, s'il existait des groupes de noyaux ayant des spectres différents à la source, l'indice spectral pourrait prendre des valeurs discrètes. On voit que, pour le moment, les observations ne permettent pas de conclure. Notons que si une partie importante du parcours avait été effectuée pendant l'accélération et si le mécanisme est du type accélération de Fermi, l'indice

serait une fonction croissante du numéro atomique, à cause de la destruction nucléaire pendant cette accélération, ce qui ne semble manifestement pas le cas. Cela justifie l'hypothèse, mentionnée précédemment, d'une quantité de matière traversée pendant l'accélération négligeable. Cependant pour d'autres mécanismes d'accélération elle n'est pas nécessairement vraie.

4 - Interprétation

4.1 - Interprétation en termes de propagation

Dans l'hypothèse où la composition à la source est indépendante de l'énergie, et donc les variations observées sont un effet de propagation, quatre explications ont été proposées :

a) On conserve le modèle décrit plus haut, en supposant que Λ représente la longueur d'échappement de la Galaxie, avec

$$\Lambda(E) = \Lambda_o E^{-\alpha} \qquad (\alpha \simeq 0{,}5)$$

Le spectre des protons dans le milieu interstellaire serait de la forme :

$$\phi_p(E) = q_p(E)\,\Lambda(E) \sim E^{-(\gamma+\alpha)}$$

où γ est l'indice spectral à la source, qui vaudrait donc $\simeq 2{,}3$ puisque $\gamma+\alpha$ observé est de 2,7. (Voir Pacheco, 1973, et Cesarsky et Audouze, 1973).

Si les électrons et les noyaux sont accélérés par les supernovae, on devrait en principe pouvoir déterminer, par l'observation du rayonnement synchrotron émis par ces objets, la valeur de γ . Il faudrait pour cela une détermination sûre de l'intensité du champ magnétique dans les restes de supernovae et des observations dans le domaine de fréquences correspondant à des électrons de 1 à 100 GeV. Par

ailleurs, le spectre des protons observé semble avoïr un indice constant entre 10 et 10^6 GeV. α doit donc être constant dans ce domaine d'énergie, et il faut trouver un mécanisme de propagation qui explique une variation aussi régulière de la longueur d'échappement sur cinq décades d'énergie.

b) Une autre possibilité est qu'une grande partie du parcours ait été effectuée dans des régions de confinement entourant les sources, qui retiennent efficacement les particules de basse énergie mais sont transparentes aux particules de quelques centaines de GeV/N (le parcours dans la Galaxie étant peu dépendant de l'énergie). (Voir Cowsik, 1973, et Meneguzzi, 1973). Dans ce cas, le spectre des protons ou des particules alpha n'est pas modifié par la matière traversée près des sources. L'indice spectral à la source est donc $\simeq 2,7$. Par contre, le spectre des noyaux lourds a un indice plus faible à la terre qu'à la source, du fait que les noyaux de 1 GeV/N ont été beaucoup plus détruits que ceux de $\simeq$ 100 GeV/N. La figure 13 montre un exemple de calcul avec ce modèle, comparé avec les observations.

Un test pourrait être fourni par les éléments radioactifs ^{10}Be, ^{26}Al et ^{36}Cl, qui ont des vies moyennes de 1,5 , 0,7 et 0,3 millions d'années respectivement. En effet, ce modèle prédit, contrairement aux autres, un âge des noyaux secondaires inférieur à 10^6 ans (puisque les noyaux cosmiques ont traversé un milieu plus dense que le milieu interstellaire). D'autre part, les régions de confinement au voisinage des sources seraient des sources γ détectables avec une résolution spatiale suffisante (γ provenant de la désintégration de π° produits par les collisions pp).

c) Pour éviter les difficultés du modèle a , Rengarayan et al. supposent que les noyaux de quelques GeV/N passent une fraction plus importante de leur temps dans les régions denses du milieu interstellaire (nuages) que les noyaux de 100 GeV/N.

L'effet sur les spectres serait semblable à celui du modèle précédent.

D'après les auteurs, si T_G est le temps de confinement des particules cosmiques dans la Galaxie et fT_G la fraction de ce temps passée dans les nuages, on peut rendre compte des observations en prenant $f = 0,15$ à quelques GeV/N et 0,03 à 100 GeV/N. Ceci n'est possible que si la densité de rayonnement cosmique est plus importante dans les nuages que dans le milieu interstellaire dilué, ce qui est difficile à admettre. On ne voit pas par quel mécanisme les particules cosmiques s'accumuleraient dans ces nuages. Là encore, l'Astronomie γ pourrait permettre de détecter ces régions.

d) Enfin, on peut également expliquer la forme des spectres en supposant que les noyaux cosmiques sont d'origine extragalactique et que leur temps de confinement dans la Galaxie dépend de leur énergie. Les protons auraient le même spectre à l'intérieur et à l'extérieur de la Galaxie ($\gamma = 2,7$), tandis que le Fer, par exemple, serait beaucoup plus détruit dans la Galaxie à basse énergie qu'à 100 GeV/N et verrait son indice spectral passer de 2,7 à $\simeq$ 2,2 (dans le domaine $E \lesssim 100$ GeV/N).

Une objection faite au modèle extragalactique est que les électrons étant de toute façon produits dans la Galaxie, on aurait :

$$\phi_e \sim E^{-(\gamma_e + \alpha)}$$

et

$$\phi_p \sim E^{-\gamma_p}$$

Le fait que les e et les p aient le même indice spectral ($\gamma_p = \gamma_e + \alpha$) (ce que de nombreux résultats anciens semblent montrer) serait alors une coïncidence. En fait, les résultats récents présentés à la Conférence de Denver, résumés dans la Table 1, montrent qu'il n'est pas exclu que ces indices soient nettement différents.

4.2 - Interprétation en termes de composition à la source

Au cas où la propagation seule ne suffirait pas à expliquer les variations des rapports d'abondances avec l'énergie, il faut invoquer le mécanisme d'accélération. Ramaty et al. (1973) proposent l'existence de deux mécanismes différents pour expliquer les résultats des expériences du groupe de Goddard (figure 12). Les noyaux de Fer seraient accélérés par les pulsars (la théorie prévoit qu'à la surface d'une étoile à neutrons, la matière est essentiellement sous la forme de Fer) et le reste des noyaux par un second mécanisme, par exemple les ondes de choc dans les supernovae. Cependant, les rapports Fe / Si et Fe / Mg à quelques GeV/N calculés à la source ont la même valeur que dans le système solaire (dans les limites des erreurs expérimentales), ce qui suggère une origine commune pour ces éléments.

La question sera probablement tranchée par de futures mesures de la composition chimique au-dessus de 100 GeV/N. En effet, si on extrapole la formule $\Lambda(E) = \Lambda_o E^{-0,5}$, la quantité de matière traversée devient négligeable à quelques centaines de GeV/N. On devrait alors observer directement la composition à la source et voir si elle varie ou non avec l'énergie.

5 - Conclusion

Un certain nombre de tests ont été cités plus haut, qui réduiraient le nombre de modèles possibles. Parmi les observations importantes, on peut citer :

- la mesure de la composition isotopique des noyaux cosmiques, qui doit fournir l'âge moyen des secondaires,
- la mesure de la composition chimique dans la région 1 000 GeV/N,
- la recherche de sources gamma,
- l'observation du spectre synchrotron des restes de supernovae dans un grand domaine de fréquences (radio, infrarouge, optique) et une détermination du champ magnétique dans ces objets,

- la mesure de la composition chimique des noyaux $90 < Z < 100$ qui permettra de connaître l'âge des primaires.

Parallèlement, en ce qui concerne la théorie, il reste beaucoup à faire pour comprendre le mécanisme de propagation du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire et dans les sources (restes de SN) et le rôle exact joué par le rayonnement cosmique dans les supernovae.

REFERENCES

- BALASUBRAHMANYAN V.K., ORMES J.F., RAMATY R.
Denver (+), 1, 163.

- CESARSKY C., AUDOUZE J.
Denver, 1, 189.

- COWSIK R., WILSON L.W.
Denver, 1, 500.

- JULIUSSON E.
Denver, 1, 178.

- MENEGUZZI M.
Denver, 1, 378.

- ORMES J.F., BALASUBRAHMANYAN V.K., ARENS J.F.
Denver, 1, 157.

- PACHECO J.
à paraître.

- RAMATY R., BALASUBRAHMANYAN V.K., ORMES J.F.
Science, 180, 731.

- RENGARAYAN T.N., STEPHENS S.A., VERMA R.P.
Denver, 1, 384.

- WEBBER W.R., LEZNIAK J.A., KISH J.
Denver, 1, 248.

(+) Compte-rendus de la Conférence de Denver (1973).

COSMIC RAY ELECTRON SPECTRUM ABOVE 10 GeV

Balloon Results presented at the Denver conference

GROUP	INSTRUMENT	E INTERVAL GEV	SPECTRAL INDEX	
MEEGAN College Park	Scintill.- Lead sandwich	10 - 100	3.5 ± .1	
SILVERBERG Goddard	Scintill.- Lead	10 - 200	3.2 ± .1	Better fit with 2 slopes 2.7 for E < 50 GeV 3.7 for E > 50 GeV
NISHIMURA Tokyo	Emulsion Chamber	> 100	3.2 ± .3	
ANAND Bombay	Emulsion Lead	10 - 800 200 - 800	2.7 ± .1 3.1	Break ?
MULLER Chicago	Scintill. Lead	10 - 800	2.72 ± .1	

Table 1

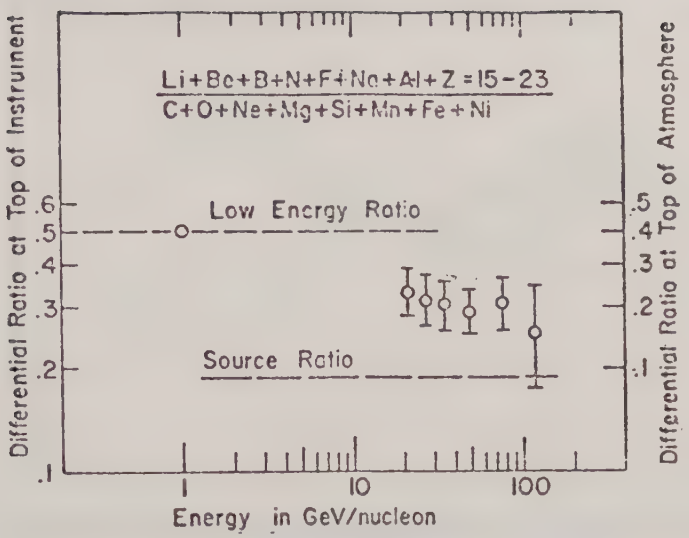

Fig. 1

Le rapport des flux différentiels noyaux secondaires/noyaux primaires en fonction de l'énergie d'après Juliusson (1973).

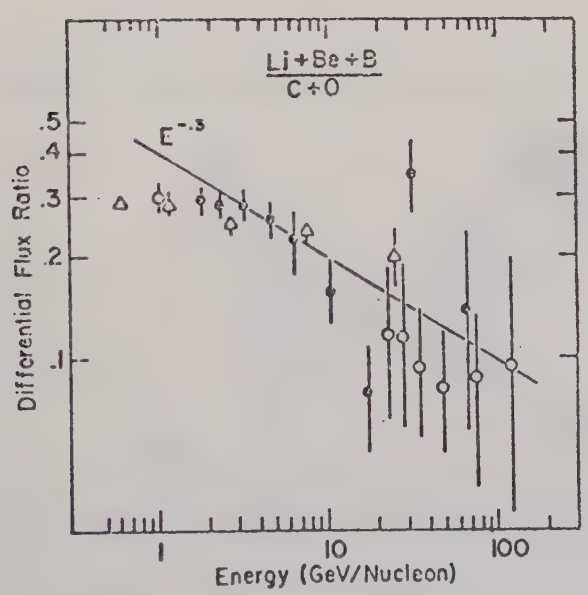

Fig. 2

Rapport des flux différentiels Li Be B/Co d'après Juliusson (1973)

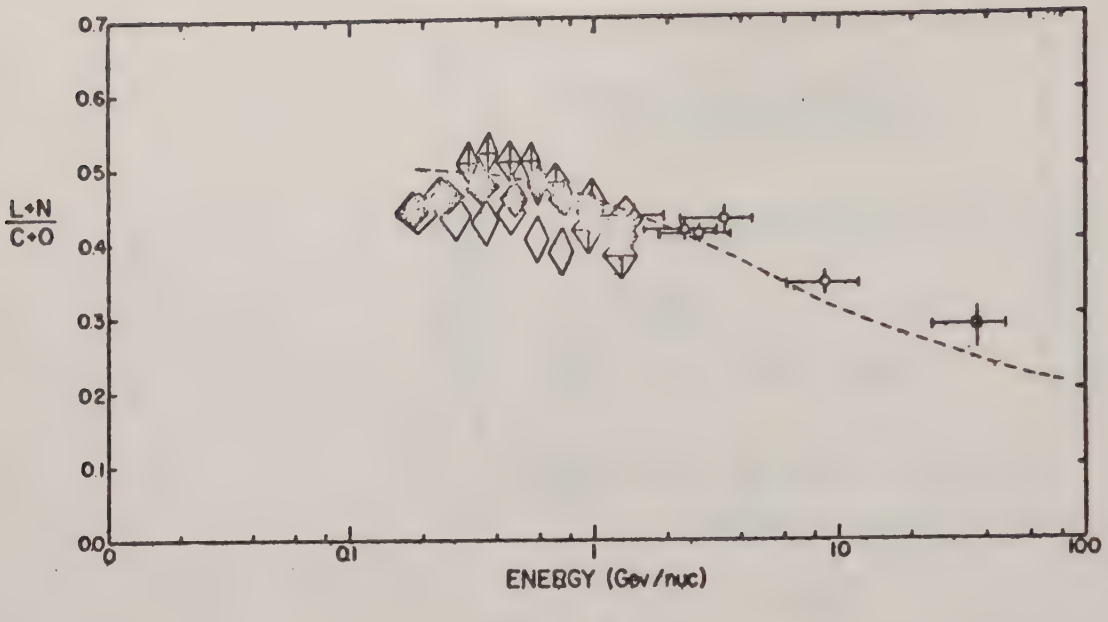

Fig. 3

Le rapport (L + N)/ (C+0) en fonction de l'énergie, d'après Webber et al. (1973). La courbe donne le rapport calculé avec une distribution de parcours exponentielle et un parcours moyen $\sim E^{-0.5}$. (le Résultat du même calcul apparaît dans les figures 4 à 7).

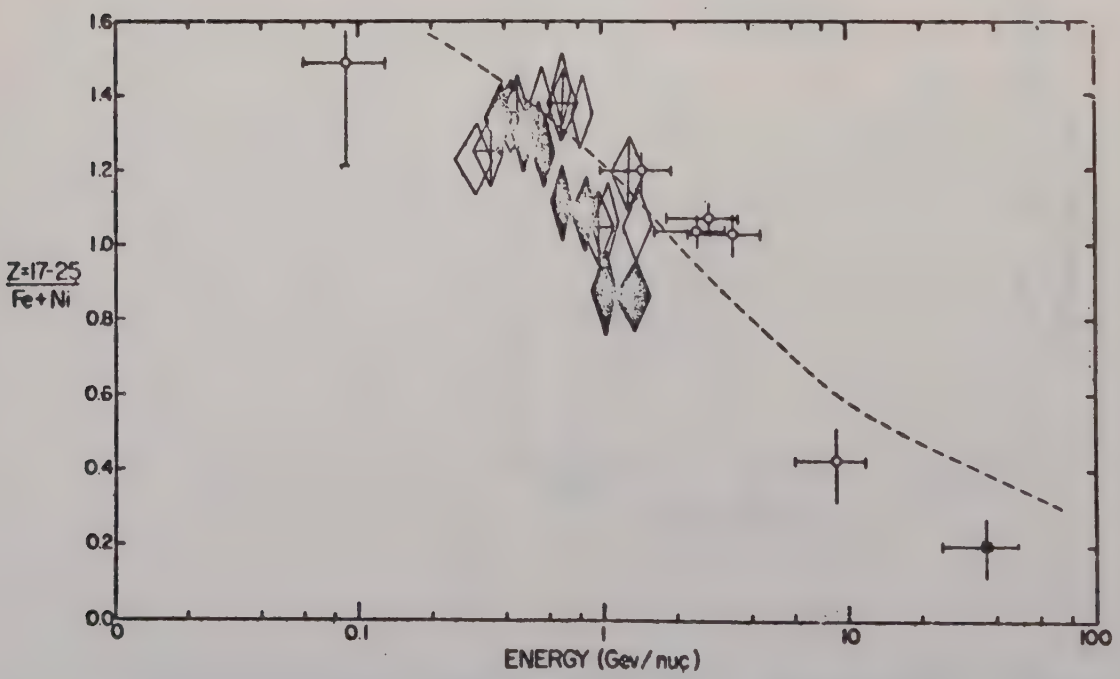

Fig. 4

Rapport des flux des produits du Fer à celui du fer en fonction de l'énergie (Webber 1973).

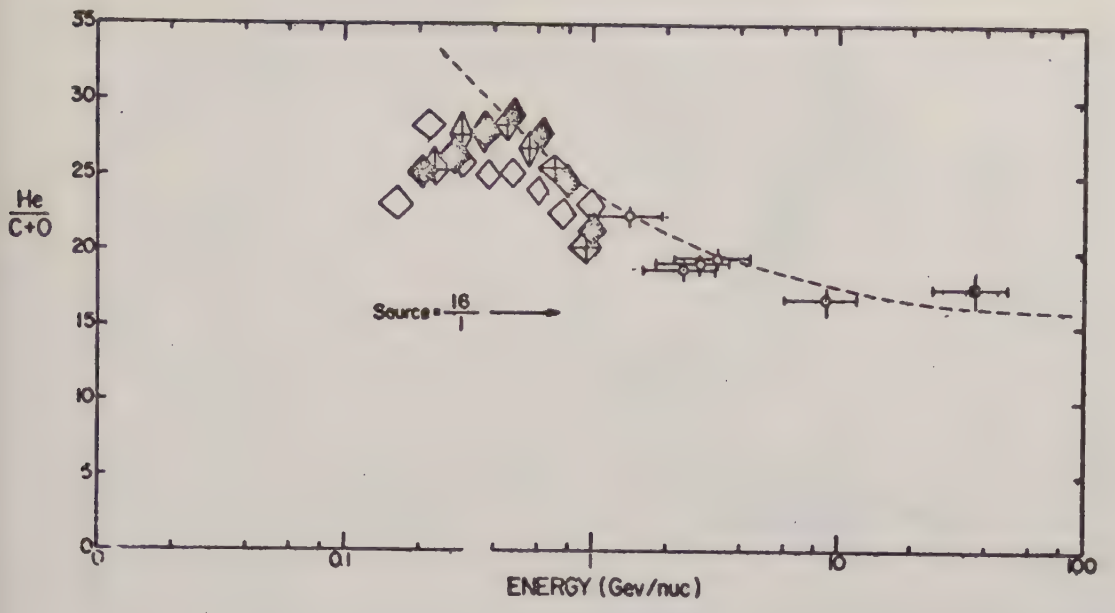

Fig. 5

Le rapport des flux He/(C+0) en fonction de l'énergie (Webber et al. 1973). La courbe est expliquée dans la légende de la figure 3.

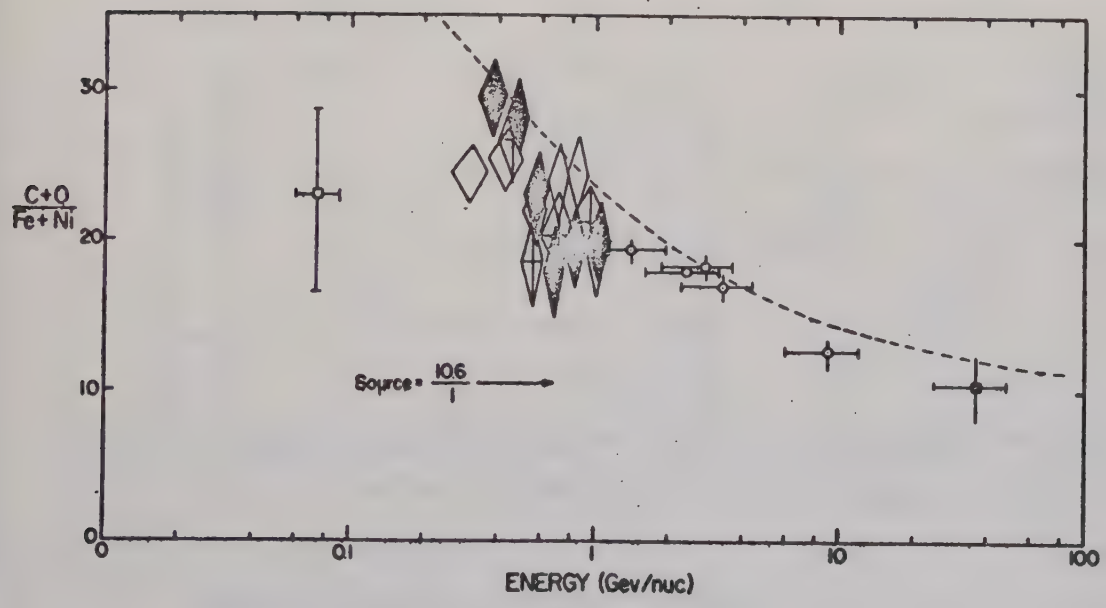

Fig. 6.

Le rapport des flux (C+0)/(Fe + Ni) en fonction de l'énergie (Webber 1973). La courbe est expliquée dans la légende de la figure 3.

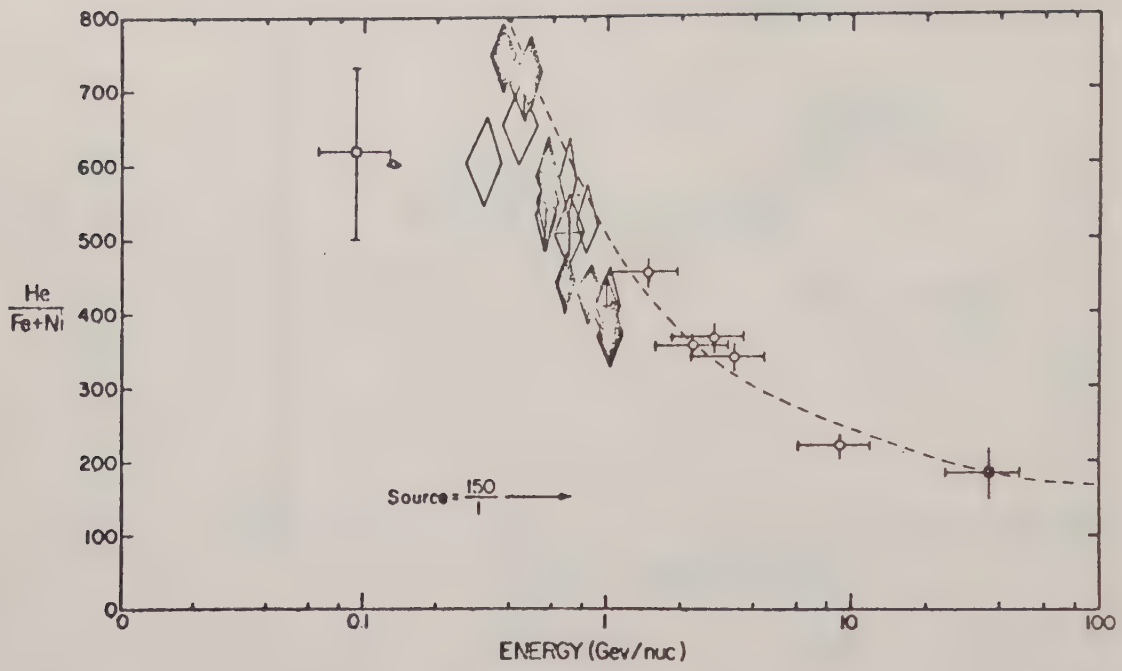

Fig. 7

Ce rapport des flux He/(Fe + Ni) en fonction de l'énergie (Webber et al 1973). La courbe est expliquée dans la légende de la figure 3.

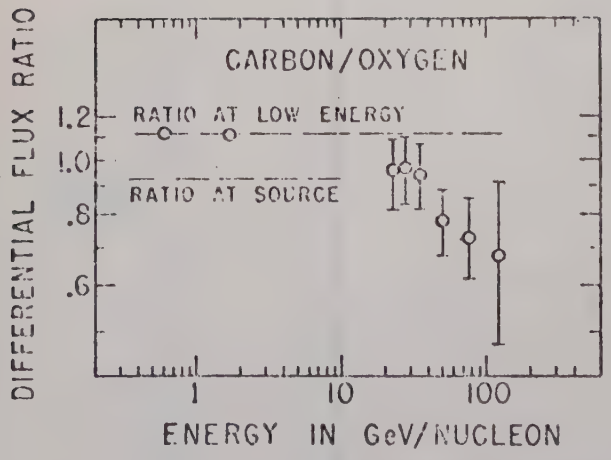

Fig. 8

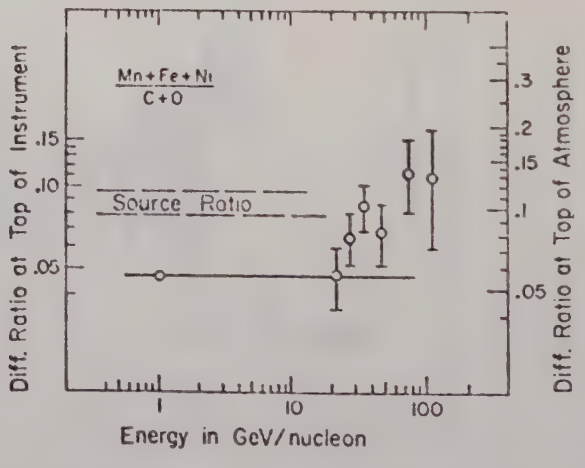

Fig. 9

Rapports des flux de noyaux primaires, d'après Juliusson (1973).

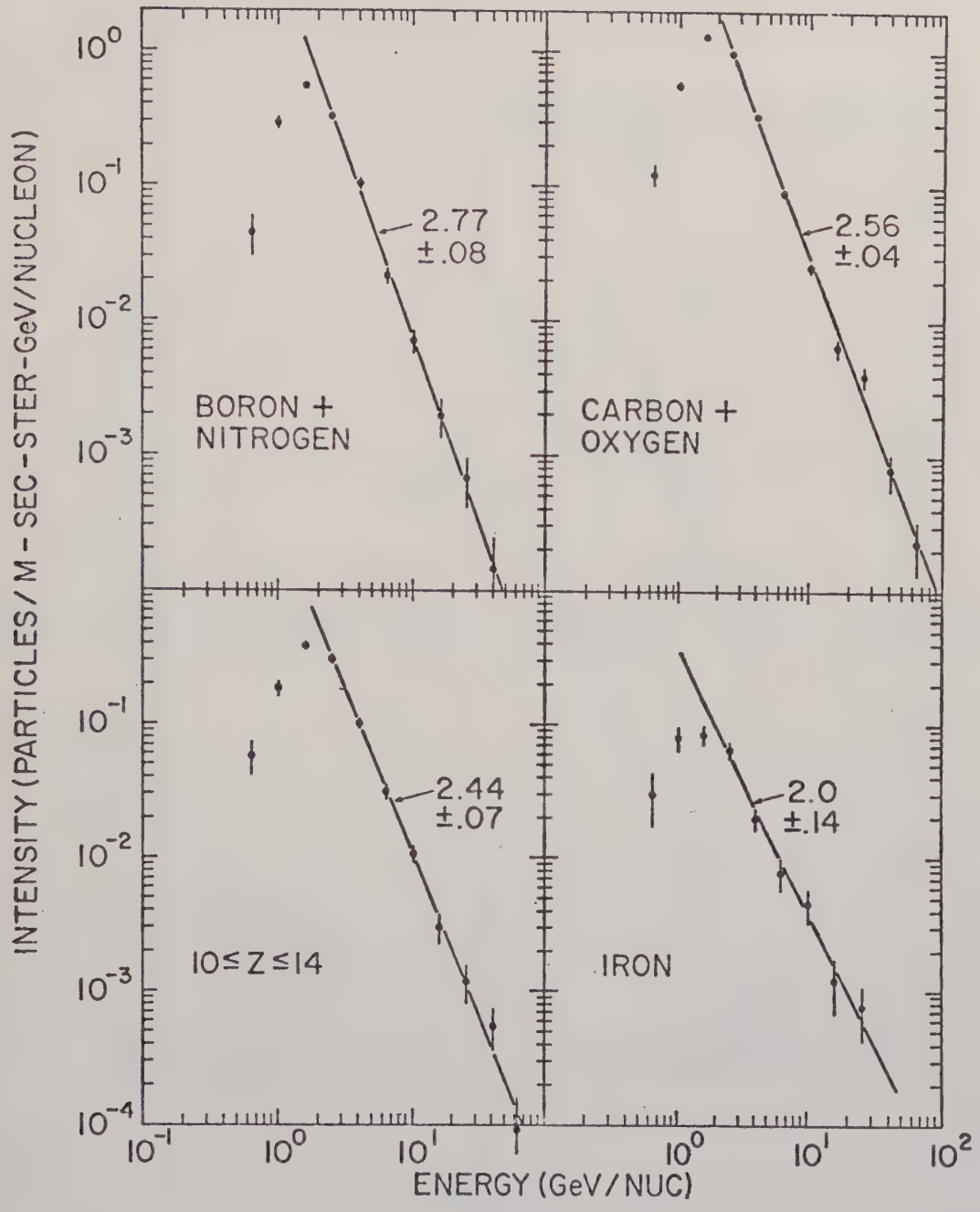

Fig. 11

Spectres des éléments lourds, d'après Ormes et al. (1973).

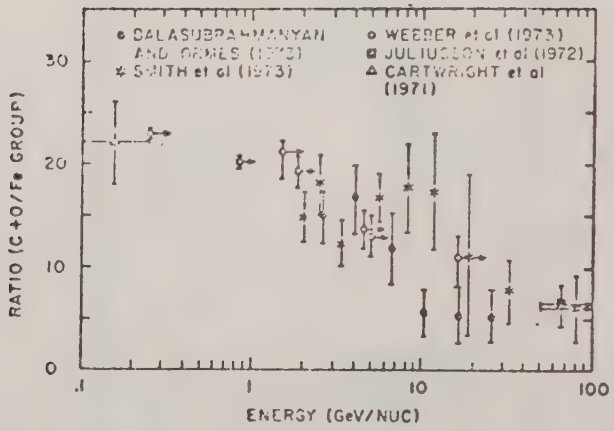

Fig. 10

Rapport (C+O) /Fe en fonction de l'énergie, d'après Balasubrahmanyan (1973)

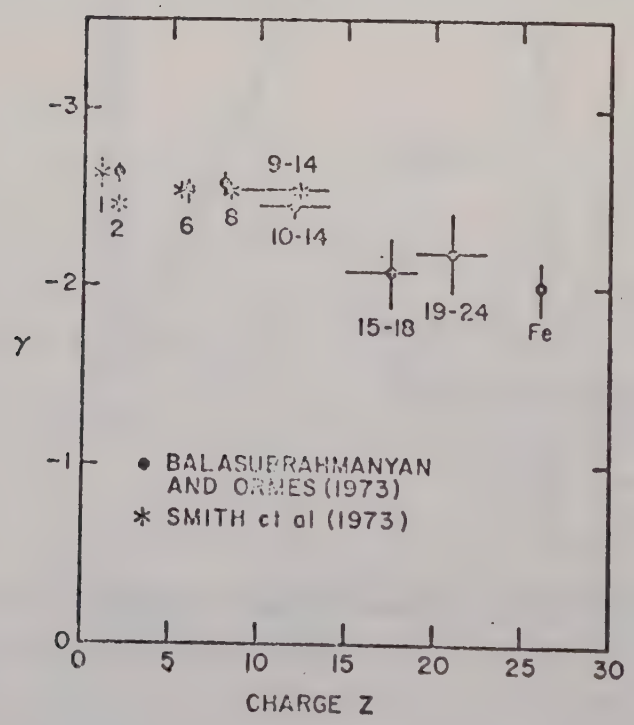

Fig. 12

Indice spectral des spectres en énergie différentiels des noyaux cosmiques en fonction de la charge Z, d'après Balasubrahmanyan (1973).

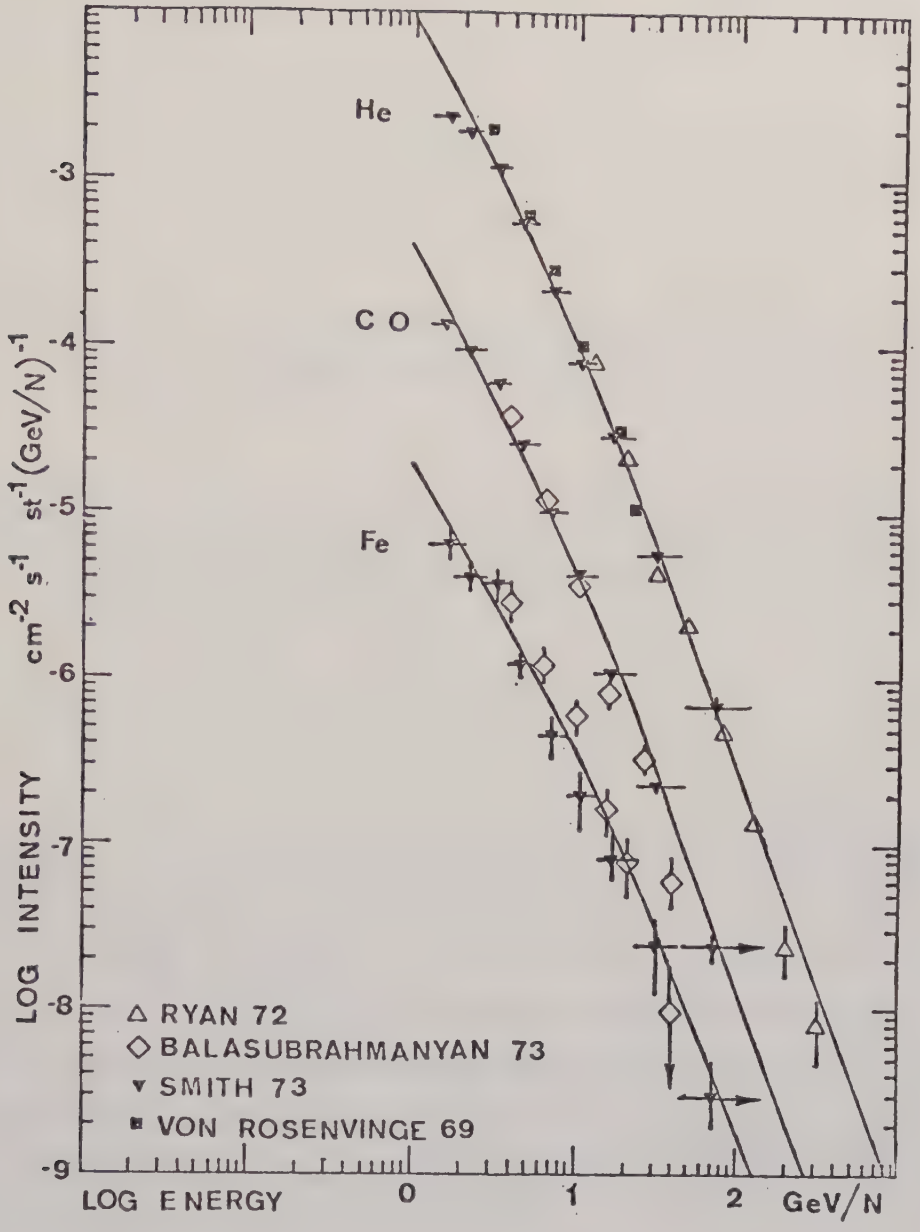

Figure 13

Spectre en énergie de He, C + O et Fe calculé avec un spectre injecté W $^{-2.7}$ (W = énergie totale par nucléon), une distribution exponentielle des parcours dans les sources avec un parcours moyen $\Lambda \sim E^{-1}$ au-dessus de 3 GeV/N et constant (= 7g/cm2) en dessous, et un parcours moyen dans la galaxie négligeable et indépendant de l'énergie. Ce spectre est comparé avec les valeurs observées (Meneguzzi 1973).

APPENDICE 3

M. MENEGUZZI

La variation de la composition des noyaux cosmiques primaires avec l'énergie et la région de confinement des rayons cosmiques.

Présenté à la 13ème Conférence Internationale sur le rayonnement cosmique, Denver, Colorado, Août 1973

Résumé : En utilisant les mesures récentes de la composition chimique du rayonnement cosmique entre 10 et 100 GeV/N. on montre que si l'incide spectral 2.7 du rayonnement cosmique de très haute énergie (10^{12} à 10^{15} eV) est l'indice du spectre à la source, les variations observées des abondances relatives des noyaux cosmiques avec l'énergie sont difficiles à réconcilier avec une origine galactique de ces particules et leur confinement dans la Galaxie avec une longueur d'échappement moyenne de 7 g/cm^2.

Les observations peuvent s'interpréter en supposant que le parcours moyen des noyaux cosmiques représente la longueur d'échappement des sources situées dans la Galaxie ou bien si le rayonnement cosmique est d'origine extragalactique.

Maurice MENEGUZZI

Service d' Electronique Physique, C.E.N.Saclay,
B.P. N° 2, 91190 Gif sur Yvette

and

Département d' Astrophysique Fondamentale, Observatoire
de Paris, 92190 Meudon, France.

THE VARIATION OF THE HIGH ENERGY PRIMARY NUCLEI COMPOSITION AND THE CONFINEMENT REGION OF COSMIC RAYS.

Paper presented at the 13th International Cosmic Ray Conference, Denver, USA, August 1973.

1
488

THE VARIATION OF THE HIGH ENERGY PRIMARY NUCLEI COMPOSITION AND THE CONFINEMENT REGION OF COSMIC RAYS.

M. Meneguzzi

Service d'Electronique Physique, CEN-SACLAY - BPn°2 - 91190
Gif sur Yvette - France
also at : Département d'Astrophysique Fondamentale, Observatoire de Paris, 92190 Meudon, France.

Using the recent measurements of cosmic ray chemical composition between 10 and 100 GeV/nucleon, it is shown that if the very high energy (10^{12} to 10^{15} eV) spectral index of 2.7 is believed to be the source spectral index, the observed variation of the primary nuclei abundances with energy is difficult to reconcile with a galactic origin and confinement with a mean escape length from the Galaxy of $\simeq 7$ g/cm^2.

The observations can be explained if the mean path length of Cosmic Rays ($\simeq 7$ g/cm^2) represents the escape length from galactic sources, or if Cosmic Rays are of extragalactic origin.

1. The first measurements of cosmic ray chemical composition at a few tens of GeV/Nucleon (Smith et al. 1973, Juliusson et al. 1973, Webber et al. 1973, Ormes et al. 1973) have shown that above several GeV/N this composition is energy dependent and can therefore provide some information about cosmic ray propagation. The main result is that secondary to parent ratios $\frac{\text{LiBeB}}{\text{CO}}$ and $\frac{\text{Cl to Mn}}{\text{FeNi}}$ are decreasing functions of the energy and therefore that the mean amount of matter traversed by cosmic rays is itself a decreasing function of the energy.

Assuming that the cosmic ray path length distribution keeps the form $\exp(-X/\Lambda)$ derived at GeV energies, with $\Lambda(E)$, one can reproduce the observed ratios by taking $\Lambda(E) \sim E^{-\alpha}$, with $\alpha \simeq 1$, above a few GeV/N (Audouze and Cesarsky 1973, Webber 1973).

The variation with energy of the abundance ratios between primary nuclei seems to be consistent with such a behaviour of Λ (Webber et al. 1973, Meneguzzi 1973).

More information can be obtained by considering the shapes of the individual fluxes of primary nuclei. The measured spectral index is $\gamma = 2.75 \pm 0.03$ for H, $2.77 \pm .05$ for He, $2.62 \pm .05$ for C, $2.64 \pm .05$ for O and $2.14 \pm .13$ for Fe (Balasubrahmanyan et al. 1973, Ryan et al. 1972). These results are in agreement with the spectra obtained by Smith et al.

As noted by several authors (Audouze and Cesarsky 1973, Cartwright 1973), the usual assumption that, if cosmic rays are of galactic origin, their mean path length is mainly their escape length from the Galaxy is in conflict with the absence of a break in the p and α spectra (Ryan et al. 1972) at energies where Λ becomes strongly energy dependent.

Assuming the usual leakage lifetime approximation, with a uniform source distribution, and the transfer equation

$$\frac{\partial N}{\partial t} = 0 = -\frac{N}{Te} - \frac{N}{T_N} + Q \qquad (1)$$

(N = density of a given nuclear specie in the galaxy, T_e = mean escape time, T_N = nuclear destruction lifetime, Q = source function), the density is given by $N = \frac{Q}{\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_N}}$ which for protons and He ($T_e \ll T_N$) reduces to $N = QT_e$. Therefore, the p and He spectra should reflect the T_e variation with energy.

A possible explanation is that (De Freitas Pacheco 1973) this break is not a sharp one and occurs around one GeV/N, solar modulation and energy losses preventing us from seing the source spectral index in the energy range where Λ is constant. According to this author, the observed spectra can be reproduced by taking a source spectrum $\sim E^{-\gamma}$ and an escape length of the form $\Lambda = \frac{\Lambda_o}{1 + E^{\alpha}}$ ($\gamma \simeq 2$, $\alpha \lesssim 1$) where E is in GeV/N. At high energies, one has $N \sim E^{-(\alpha+\gamma)}$ for the observed spectrum.

However, since the total cosmic ray spectrum is known to keep the same spectral index from 10 to 10^6 GeV, one has to assume that $\Lambda \sim E^{-\alpha}$ with the same value of α, i.e. the same energy dependence of the escape length from the Galaxy in this whole energy range, and this appears difficult to explain.

We consider here another possible explanation, i.e. that low and medium energy cosmic rays are largely confined in their source regions. This can be qualitatively envisaged as follows. Let us suppose that at energies between 10^3 and 10^6 GeV, the measured spectral index of the total radiation is the source spectral index ($\gamma = 2.7$), cosmic rays of such high energies escaping freely from the source regions, while cosmic rays of energies below a few GeV/N have traversed 7 g/cm^2 (after acceleration) in a confinement region around their sources.

If one assumes that equation (1) can be applied to the confinement region (with N_s, T_s, and Q_s for density, lifetime and source function), then $N_s = \dfrac{Q_s}{\frac{1}{T_s} + \frac{1}{T_N}}$, and the injected flux in the Galaxy is proportional to $\dfrac{N_s}{T_s} = \dfrac{Q_s}{1 + \frac{T_s}{T_N}} = \dfrac{Q_s}{1 + \frac{\Lambda_s}{\Lambda_N}}$ ($\Lambda_s = \rho_s c T_s$ in g/cm^2).

Then, if the spectral index is not further affected by energy dependent propagation conditions in the Galaxy (at least in the energy range considered) the fluxes of nuclei of primary origin in the galaxy would also be proportionnal to

$$\frac{Q_s}{1 + \frac{\Lambda_s}{\Lambda_N}}$$

Now, Λ_N is $\simeq$ 2 g/cm^2 for Fe, $\simeq$ 17g/cm^2 for He and several tens of g/cm^2 for protons. Therefore in the energy range where Λ_S decreases from 7 g/cm^2 to a fraction of a g/cm^2, one expects an increase of the spectral indices, with the strongest effect on Fe, a much smaller effect on He, and practically none on H. In other words, at GeV energies, Fe is highly destroyed before being injected in the galactic medium, while protons are not, and this effect disappears at higher energies.

Results of this calculation for He, C+O , and Fe spectra are shown in figure 1 for source spectra $Q_s \sim W^{-2.7}$ (W = total energy per nucleon) and

$$\Lambda_s(E) = 7 \text{g/cm}^2 \qquad \text{for } E < 3 \text{ GeV/N}$$
$$= \frac{21}{E} \text{ g/cm}^2 \qquad \text{for } E \gtrsim 3 \text{ GeV/N}$$

which reproduces the observed secondary to parent ratios (Audouze and Cesarsky 1973). **Energy losses have been taken into account.**

Note that the observed abundance ratios would be the same as in the usual galactic confinement model with $\Lambda_G(E)$ representing the escape length from the Galaxy. Differences appear only in the shapes of the spectra. At high energies, where $\Lambda_s \ll \Lambda_N$, one expects $N \sim Q \sim Q_s$ for the source confinement model, which therefore predicts that all spectra should become parallel at $E \gtrsim 10^3$GeV/N, and proportionnal to $E^{-2.7}$. This is also predicted by the above mentioned galactic confinement model (De Freitas Pacheco 1973), with the hypothesis $\alpha + \gamma = 2.7$ between 10 and 10^6GeV/N.

4
488

Of course, the transfer equation used here is an oversimplified one, but the qualitative result should be correct. Note that for protons, in the range where $T_s \sim E^{-\alpha}$, one has $N_s \sim E^{-(\alpha+\gamma)}$ and $N_G \sim E^{-\gamma}$ in the Galaxy, as soon as $L_s \ll L_N$. The spectrum in the source region is steeper than the galactic spectrum. If the same thing holds for electrons, and supposing that supernova remnants are the invoked confinement regions, one could hope to see the effect on the corresponding synchrotron spectra. However, one cannot use such a simple calculation to predict observable effects on the electron spectrum, because of the various energy losses which become important, but rather a diffusion equation with proper boundary conditions.

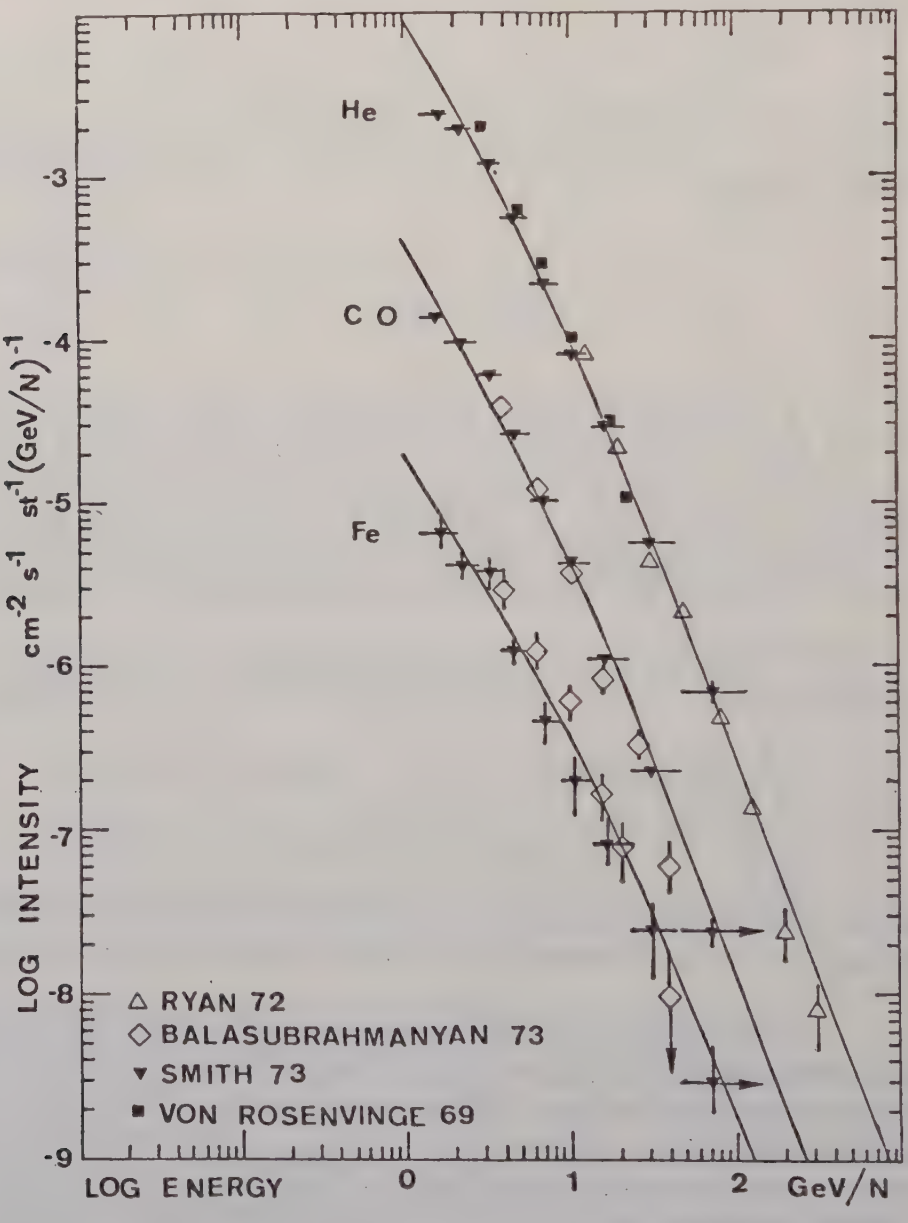

Figure 1. Energy spectra of He, C+O and Fe calculated with a source spectrum proportional to $W^{-2.7}$ (W=total energy per nucleon), a mean path length in the sources $\Lambda_s(E)$ as given in the text and an energy independent small escape length from the Galaxy, compared with the available data.

Discussion. This model could be criticized on the basis of the observed cosmic ray low anisotropy. However, at energies below 100 GeV/N, cosmic rays can be isotropized by the interplanetary magnetic field (Lingenfelter 1971), and no observation is available in this energy range. In any case, if the present results are confirmed by future measurements, a short cosmic ray storage time in the galaxy is inferred from the secondary to parent ratios at $E \gtrsim 100$ GeV/N. For Λ (100 GeV/N) $\lesssim 0.5$ g/cm^2 and $n_H \simeq 0.5$ cm^{-3} in the Galaxy, one finds $T \lesssim 6 \times 10^5$ years, while for the escape lifetime from the source region, assuming n_H (source) $\gtrsim 10$ cm^{-3}, $T_s \lesssim 3 \times 10^5$ years. If this is the case, the observed ^{10}Be flux should be compatible with no decay of this isotope ($\tau_{^{10}Be} = 1.5 \times 10^6$ years, Yiou 1972). The measurements of the Be/B ratio give conflicting results (Shapiro 1971), but recent preliminary data on ^{10}Be / Be (Webber 1973) give a value of 7 % (7 ^{10} Be nuclei out of a total of 100 Be nuclei) , not contradictory with ^{10}Be survival. For such a short cosmic ray age, a measurement of the ^{26}Al abundance ($\tau_{^{26}Al} = 7.4 \times 10^5$ years) would be of even greater interest (Schramm 1971).

The total number of particles emitted per second by galactic sources is $\frac{N_G V_G}{T_G}$, where V_G is the volume of the Galaxy. It can also be written

$$\frac{N_G V_G}{T_G} = \frac{\Phi_G M_g}{\Lambda_G} = \frac{\Phi_G M_g}{\Lambda_S + \Lambda_G} \left(1 + \frac{\Lambda_S}{\Lambda_G}\right)$$

(M_g is the mass of the galactic gas, $\Phi_G = N_G c$ is the cosmic ray omnidirectional flux in the Galaxy, and $\Lambda_S + \Lambda_G = 7$ g/cm^2). Therefore, the total power emitted by the sources which is currently estimated to be, in the galactic confinement model, of the order of 10^{40} erg s^{-1} (Ginzburg 1964), would be multiplied by a factor $1 + \frac{\Lambda_S}{\Lambda_G}$. Consequently, since the above estimate is of the same order than the total cosmic ray power one can expect from supernovae, the factor $\frac{\Lambda_S}{\Lambda_G}$ cannot be larger than 10.

On the other hand, if Λ_S is several g cm^{-2}, the confinement regions are expected to be strong sources of π° decay gamma rays. The total gamma ray luminosity of the Galaxy around 100 MeV would also be multiplied by a factor $1 + \frac{\Lambda_S}{\Lambda_G}$. According to Stecker (1973), the present upper limit of the galactic flux (Clark 1968) is consistent with the flux expected from the interaction of cosmic rays with the galactic gas (except for the excess from the direction of the galactic center). If this result is confirmed, a still smaller upper limit would result for $\frac{\Lambda_S}{\Lambda_G}$. But, at present, a value of several g cm^{-2} for Λ_S cannot be excluded.

An other way of explaining the shapes of the observed nuclei spectra is to assume an extragalactic origin of cosmic rays, no matter

if their path length has been traversed in extragalactic sources or in our own Galaxy (Audouze and Cesarsky 1973, Cartwright 1973). In the first case, the present calculation can be applied, but the ^{10}Be content of the cosmic radiation, as well as the upper limit of the extragalactic gamma ray flux, seem to favor the second case (De Freitas Pacheco 1972).

Let us finally mention that a behaviour of the nuclei spectra similar to what is observed would also arise in a more complex situation If cosmic ray diffusion perpendicularly to magnetic field lines of force is severly limited and cosmic ray diffuse one dimensionally along a single tube of force, it could be that we are not sampling a mean cosmic ray composition in the Galaxy, but that we are detecting nuclei from a particular region, which have had little chance to escape from the Galaxy. The observed spectral shapes would then be explained by an increase of the one dimensional diffusion coefficient with energy.

In conclusion the possibility that low and medium energy cosmic rays ($E \lesssim 50$ GeV/N) have traversed most of their path length in confinement regions close to their sources cannot presently be excluded, and would explain the observed energy spectra of the individual elements between 1 and 100 GeV/N.

References

Audouze, J., Cesarsky, C. J., Nature 241, 98, 1973
Cartwright, B. G., Private communication, 1973
Clark, G. W., Garmire, G. P., Kraushaar, W. L., Ap. J. 153, L 203, 1968
De Freitas, Pacheco, J. A., to be published, 1973
Julliusson, E., Meyer, P., Muller, D., Phys. Rev. Letters 29, 445, 1972
Meneguzzi, M., Nature P. S. 241, 100, 1973
Schramm, D. N., Ap. and Sp. Sci. 13, 249, 1971
Stecker, F. W., Goddard preprint X 641-73-40, 1973
Shapiro, M. M., 12th International Symposium on Cosmic Rays (Hobart) Review paper
Smith, M. L., Buffington, A., Smoot, G. F., Alvarez, L. W., Wahlig, W. A. Ap. J. 180, 987, 1973
Webber, W. R., Lezniak, J. A., Kish, J. C., Damle, S. V., Nature P. S. 241 96, 1973
Lingenfelter R. E., Ramaty R., Fisk L. A., 1971, Astrophys. Lett., 8, 93.
Ryan M. J., Ormes J. F., Balasubrahmanyan V. K., 1972, Phys. Rev. Lett., 28, 985.
Yiou F., and Raisbeck G. M., preprint Orsay, France, 1972
De Freitas Pacheco (1972) Astro. and Ap. 18, 450
Von Rosenvinge T. T., Webber W. R. (1969), Ap. and Sp. Sci. 5, 342

APPENDICE 4

M. MENEGUZZI

Les abondances relatives de C, N et O dans le rayonnement cosmique "à la source".

Ce travail doit être incorporé dans un article en préparation avec Westergaard et al.

Résumé : Les données les plus récentes sur la composition chimique et isotopique du C, N O dans le rayonnement cosmique ainsi que sur les sections efficaces des réactions de destruction et production de ces noyaux, sont utilisées pour calculer les abondances relatives de C, N, O, dans les sources. On montre que ces abondances sont compatibles avec les abondances universelles, excepté peut-être pour le rapport $\frac{C}{O}$ qui semble légèrement supérieur à sa valeur universelle.

DPh/EP/ES-DOC. 74. R. 27 - MM/fs

THE C,N,O RELATIVE ABUNDANCE IN COSMIC RAYS "AT THE SOURCE"

by M. Meneguzzi

1. The C/O ratio

Recent data on the variation of the C/O ratio with energy between 1 and 100 GeV/n seem to indicate a decrease of this ratio with increasing energy stronger than what can be explained by propagation effects (Juliusson, 1974). This conclusion is based on the comparison of the observed value of C/O at $\simeq$ 100 GeV/n with the calculated "source" value at $\simeq$ 1 GeV/n. Since the C/O ratio is very well measured, and since this result would have important consequences on the problem of the origin of cosmic rays (Meneguzzi et al., 1971, Garcia-Munoz et al., 1973), we have reexamined the calculation of its "source" value.

This value is usually computed at $\simeq$ 1 GeV/n, using an exponential escape path-length distribution. In this case, the C flux is given by the well-known expression (neglecting energy losses)

$$\phi_C = \left(q_C + \sum_j \frac{\sigma_{jC}}{M_H} \phi_j \right) \Lambda_C \qquad (1)$$

where q_C is the source input of C nuclei per g per second, σ_{jC} is the cross section of the reaction $j + p \rightarrow C$ (which can be taken constant at these energies), M_H is the proton mass, and

$$\Lambda_C = \left(\frac{\sigma_C}{M_H} + \frac{1}{\Lambda} \right)^{-1} \qquad (2)$$

where σ_C is the total destruction cross-section of C and Λ the mean path length for escape.

In previous calculations, we have estimated Λ to be 6 g cm^{-2} when one includes the effect of 10% of helium in the traversed matter. This is equivalent to $\Lambda = 5$ g cm^{-2} for pure hydrogen. We shall use this value here, which is in agreement with the results of Shapiro et al. (1973), Garcia-Munoz et al. (1973), Webber et al. (1973). Note that, unlike the Fe/(C+O) ratio, the C/O ratio would be very insensitive to a possible departure of the escape pathlength distribution from the exponential shape at low path lengths (Garcia-Munoz et al. 1973, Shapiro et al. 1973).

Summarizing several measurements, Garcia-Munoz et al. (1973) and Shapiro et al. (1973) give respectively 1.08 ± 0.08 and 1.10 ± 0.02 for the observed C/O ratio in the GeV/n range. More recently, Juliusson (1974) gives 1.07 ± 0.05. In the following, we shall use 1.08 ± 0.08.

The ^{13}C amounts to 8 % of the total C, according to Jonsson et al. (1970) and Webber et al. (1971) to 22 % according to Beaujean et al. (1971), and 5 % according to Mac Donald (1974). The statistical errors are of the same order as the first of these values, but these measurements are subject to important systematic errors. On the other hand, the calculated value consistent with the L/M ratio is 6 % according to Tsao et al. (1973) while our own calculations give 7 % within a factor 2 (Meneguzzi et al. 1971), assuming $^{13}C/C = 1$ % at the source.

In view of all these remarks, we shall use a value of

$$\frac{^{13}C}{C} = 8 \pm 5 \%$$

which leads to

$$\frac{\phi_{^{11}C}}{\phi_0} = 1.00 \pm 0.10 \qquad (3)$$

at the top of the atmosphere.

The measured total reaction cross-section have the following values (at $E \simeq 2$ GeV).

$$\sigma_{^{12}C} = 250 \pm 10\% \text{ mb}$$

$$\sigma_{^{16}O} = 340 \pm 10\% \text{ mb}$$

(Bakashenkov et al. 1969, Heckmann 1973 and 1974), which leads to

$$\Lambda_{^{12}C} = 2.86 \text{ g cm}^{-2}$$

$$\Lambda_{^{16}O} = 2.48 \text{ g cm}^{-2} \qquad (4)$$

(using $\Lambda = 5 \pm 1$ g/cm^2).

We now evaluate the secondary ^{12}C production by heavier nuclei (last term in (3)). The mos important cross-section for ^{12}C production is $\sigma(p + {}^{16}O \rightarrow {}^{12}C)$ which has been measured to be 33 ± 5.5 mb (Heckmann 1974), $\simeq 30\%$ higher than the value calculated by Silberberg and Tsao (1973). In fact, in such semi-empirical calculations, the effect of α substructure in light nuclei, which is obvious from systematics of the observed cross-sections (Epherre, 1972) has not been taken into account. Assuming that this effect explains the above discrepancy, we have raised by 30% the cross sections of reactions (p, pα's) in the targets Ne, Mg, Si given by Silberberg and Tsao (1973). The ^{12}C production cross-sections and parent fluxes used are shown in table (1). The uncertainty in the non- measured cross-sections is taken to be 50%. This leads to a value of 0.09 ± 0.03 for the last term of (3) , (i.e. 9% of ^{12}C is secondary), and therefore to

$$\frac{q_C \Lambda_C}{\phi_O} = 0.91 \pm 0.10 \qquad (5)$$

for the ratio of primary ^{12}C to O.

The oxygen isotopic composition is not measured (a preliminary value of $\frac{^{17}O + {}^{18}O}{^{16}O} = .14$ has been reported at the Durham conference (Jacobson, 1974) at 200 - 400 MeV/n).

We have therefore used the Silberberg and Tsao cross-sections to calculate the secondary oxygen (all three isotopes), raising as before the cross-sections by 30% for ^{16}O production in the targets Ne, Mg, Si.

We have (assuming only ^{16}O in the source) :

$$\phi_0 = q_0 \lambda_0 + \frac{\lambda_0}{M_H} \sum_j \sigma_{j0} \phi_j$$

To the first order in the secondary to primary oxygen ratio, this gives

$$\frac{\phi_0}{q_0 \lambda_0} = 1 + \frac{\lambda_0}{M_H} \sum_j \sigma_{j0} \frac{\phi_j}{\phi_0} \quad = 1.06 \pm .03 \qquad (6)$$

Multiplying (5) by (6), we obtain

$$\frac{q_C \lambda_C}{q_0 \lambda_0} \quad = 0.96 \pm .11$$

The value of $\frac{\lambda_O}{\lambda_C}$ is, from (4),

$$= 0.86 \pm 0.15$$

leading to the source ratio

$$\frac{q_C}{q_O} \quad = 0.83 \pm 0.20$$

This value is $\simeq$ 10% smaller but consistent with the results of calculations by Garcia-Munoz (1973), Shapiro et al. (1973), Webber

et al. (1972), which are respectively .92 $\pm$ .08, .93 $\pm$ .02 and .94 . The difference is probably due to the inclusion of new measured spallation cross-sections, and to the values of total destruction cross-sections we use here. However, the error quoted by the above authors on the C/O source ratio seemsto us rather optimistic in view of the uncertainty on the measured as well as calculated cross-sections. As noted by Yiou and Raisbeck (1973) it is not obvious that one can in either case treat the uncertainties on the cross-sections as random uncorrelated ones. The α particle nuclear substructure effect gives an example of possible systematic error in the semi-empirical cross-section formulae (Epherre, 1972).

A computer calculation, including all stable isotopes between C and Ni and using the Silberberg and Tsao formula for the unmeasured cross-sections, yields the same result. The simplified calculation given above has the advantage of showing the main uncertainties.

Figure 1 shows a comparison of this result with the data of Juliusson (1974). The data at the highest energies seems lower than , although compatible with, the calculated C/O source value.

The observed ratio (C+O)/Fe group is shown in figure 2 versus energy. Using Fe group/O value of 0.20 $\pm$ 0.03 at the source (Shapiro et al. 1973) we obtain

$$\left(\frac{C + O}{\text{Fe group}}\right)_{\text{source}} = 9 \pm 2$$

consistent, within the errors, with all the data.

We therefore conclude that the present data on cosmic ray composition between 1 and 100 GeV/n does not bring clear evidence of an energy dependence of the source composition.

The "solar system" value of the ratio C/O is 0.55 according to Cameron (1973). Table 2 shows the measured values of C/O in solar photosphere, corona and cosmic rays, as well as in stars and HII regions.

Errors in the quoted values are difficult to evaluate. Typical errors in abundance ratio measurements from absorption lines quoted in the literature are a factor 1.6 . Therefore we can conclude that the C/O cosmic ray source value seems higher than, but marginally consistent with, the solar system or stellar value of this ratio.

2. The N/O ratio

The N/O ratio in cosmic rays at the source is also very important to determine since the bulk of ^{16}O and ^{14}N are not produced in the Galaxy by the same nucleosynthesis processes. ^{12}C and ^{16}O come essentially from He burning while ^{14}N is the main product of the CNO cycle and one could hope to find the signature of a simple dominant nucleosynthesis process in the cosmic ray source material.

Attempts to determine the N/O source value have been made in the past by several authors (Shapiro et al. 1971, Webber et al. 1972, Garcia-Munoz et al. 1973, Beck and Yiou, 1968, Lezniak et al. 1969, Bhatia et al. 1970, Meneguzzi et al. 1971). All these authors conclude that N seems to be present in cosmic ray sources, with a N/O abundance ratio consistent, within the errors, with its universal value (see table 2).

The difficulty in calculating this source ratio comes from the large proportion of secondary N at the earth, and from the unknown ^{14}N and ^{15}N production cross sections. The most important of these cross sections

$$\sigma\,(p + {}^{16}O \rightarrow {}^{15}N) \text{ and } \sigma(p + {}^{16}O \rightarrow {}^{14}N)$$

have recently been measured (Heckmann, 1974) and are found to be in good agreement with previous estimates (Meneguzzi et al. 1971).

As in the above C/O calculation, the N/O ratio at the earth can be written

$$\frac{\phi_N}{\phi_O} = \frac{q_N \lambda_N}{\phi_O} + \frac{\lambda_N}{M_H} \sum_j \sigma_{jN} \frac{\phi_j}{\phi_O} \qquad (1)$$

$$= \frac{\phi_N'}{\phi_O} + \frac{\phi_N''}{\phi_O}$$

where the two terms in the right hand side represent the ratios of primary and secondary N over O.

The preliminary results on C, N, O isotopic composition presented at the Durham Conference bring no evidence of an enhancement of the ratios $^{13}C/C$, $^{15}N/N$ and $\frac{^{17}O + ^{18}O}{O}$ in cosmic rays sources respect to their universal value (Cameron, 1973). These results are shown in table 3 together with our calculated values, assuming that only ^{12}C, ^{14}N and ^{16}O are present at the source. ^{15}N will be discussed later.

Therefore, we shall use the same hypothesis here.

The $^{15}N/O$ flux ratio is evaluated to be

$$\frac{\phi''_{^{15}N}}{\phi_O} = \frac{\Lambda_{^{15}N}}{M_H} \sum_j \sigma_{j\,^{15}N} \frac{\phi_j}{\phi_O} \qquad (8)$$

The spallation cross section used are given in table 4, together with the values of ϕ_j/ϕ_O . The sum over j in (8) gives 69 ± 6 mb, the oxygen contribution being 57 ± 5 mb.

The term $\Lambda_{^{15}N}$ is, as before, the combined mean path length for escape and nuclear destruction. The ^{15}N and ^{14}N total destruction cross sections at $E \simeq 2$ GeV/n are not measured.

Since the $\sigma_{^{14}N}$ total cross section at lower energies seems to lie half-way between $\sigma_{^{12}C}$ and $\sigma_{^{16}O}$, we have taken an interpolation at 2 GeV/n, which yields (see previous chapter)

$$\sigma_{^{14}N} = 295 \pm 10\ \%\ mb$$

$$\sigma_{^{15}N} = 315 \pm 10\ \%\ mb$$

The escape mean path length is as before $\Lambda = 5 \pm 1$ g/cm^2, and finnaly

$$\Lambda_{^{14}N} = 2.65 \pm 12\ \%\ g\ cm^{-2}$$

$$\Lambda_{^{15}N} = 2.57 \pm 11\ \%\ g\ cm^{-2}$$

This leads to

$$\frac{\phi''_{^{15}N}}{\phi_O} = 0.11 \pm 0.02$$

The same calculation, for ^{14}N gives for the sum over j : 46 $\pm$ 4 mb, with an oxygen contribution of 34 $\pm$ 3 mb, and

$$\frac{\phi''_{^{14}N}}{\phi_O} = 0.07 \pm 0.01$$

Therefore, the total secondary N/O value is

$$\frac{\phi''_N}{\phi_O} = 0.18 \pm 0.02$$

For the observed C/O value, we use $\frac{\phi_N}{\phi_O} = 0.28 \pm 0.02$ (Webber et al. 1972) in good agreement with the 0.28 $\pm$ 0.04 value of Garcia-Munoz et al. (1973).

The primary N/O value then becomes

$$\frac{\phi'_N}{\phi_O} = 0.10 \pm 0.03$$

Conecting as before for the secondary oxygen, we obtain

$$\frac{\Phi'_N}{\Phi'_O} = \frac{q_N \Lambda_N}{q_O \Lambda_O} = 0.11 \pm 0.033 \quad .$$

From $\frac{\Lambda_O}{\Lambda_N} = 0.94 \pm 0.15$, the source value is finaly

$$q_N/q_O = 0.10 \pm 0.035$$

in fairly good agreement with the calculations of Garcia-Munoz et al. 1973, Webber et al. 1972, Shapiro et al. 1971.

Note that the uncertainty on the secondary N abundance due to errors on the spallation cross section is seriously reduced.

It has been evaluated with the assumption that they are random independent errors. This may not be the case, but as we have seen above, $\simeq$ 80% of the secondary N is produced by oxygen, for which the cross sections are known with good accuracy (Heckmann, 1974).

The result of a computer calculation, including energy losses, is shown in figure 3. A very good agreement is found with the Garcia-Munoz et al. calculation (1973). The typical error in the calculation, at 2 GeV/n, is 20%.

This result gives more support to the conclusion that N is present in cosmic ray sources. Comparison of the computed N/O ratio with stellar or solar system values (table 2) shows that these values are consistent, within the uncertainties.

3. The $^{15}N/N$ ratio

From the previous calculation, we obtain a secondary $^{15}N/N$ ratio of

$$\frac{\phi''_{^{15}N}}{\phi''_{N}} = 0.61 \pm 0.13$$

which would be the predicted $^{15}N/N$ ratio if there is no N in cosmic ray sources.

For a source value of $^{14}N/^{16}O = 0.10 \pm 0.035$, the predicted value becomes

$$\frac{\phi_{^{15}N}}{\phi_{N}} = 0.40 \pm 0.17$$

consistent with the observed values shown on table 4, except may be with the value of 0.55 ± 0.05 reported by Garcia-Munoz et al. (1974) at 50 to 190 MeV/n, for which the agreement is marginal. However, the mean escape path lenght is not well determined at these energies, and could be higher than at $\simeq 2$ GeV/n, leading to the production of more secondary N.

4. Conclusion

Using the most recent data on C, N, O composition of the cosmic radiation as well as on spallation cross sections, we find that

(1) the C/O cosmic ray value computed at the source is higher but marginally consistent with its universal value.

(2) the N/O source value is consistent with its universal value, contrary to what one would expect if the source material is essentially the product of He burning or C burning ($N/O \simeq 0$), or CNO cycle ($N/O \gg 1$).

(3) the preliminary data on isotopic C,N,O composition shows no evidence enhancement of the rare isotope ^{13}C, ^{15}N, ^{17}O, ^{18}O abundance in cosmic ray sources, respect to their universal abundances. In hot CNO cycle products, one expects $^{13}C/^{12}C \simeq 1$ and $^{15}N/^{14}N \simeq 1$.

(4) therefore, the cosmic ray CNO source composition does not seem to be the pure product of a single nucleosynthetic process.

(5) the C/O and N/O ratios are consistent with preferential acceleration, due to the difference in the first ionization potential of these elements, from matter of universal composition, as proposed by Cassé and Goret (1973) and Havnes (1973). Indeed, according to the calculations by these authors, one expects C/O to be enhanced by $\simeq$ 50% and N/O reduced by $\simeq$ 10% respect to their universal values.

Target j	$(\sigma_{^{12}C})$ mb	$(\sigma_{^{16}O})$ mb	Φ_j/Φ_o
Fe	7	6	.12
Si	13	17	.15
Mg	17	23	.21
Ne	23	33	.18
O	33		1
N	30		.27
Other nuclei	10	10	.20

Table 1

The cross-sections used in this work for ^{12}C and ^{16}O production (see text). The last column gives the flux of the main nuclei respect to oxygen, at the top of the atmosphere (Shapiro et al. 1973).

	Reference	C/O %	N/O %
Cosmic ray sources	This work	83 ± 20	10 ± 4
	Garcia-Munoz 73	92 ± 9	12 ± 3
	Shapiro 73	93 ± 2	10 ± 3
	Webber 72	94	
Solar photosphere	Pagel 73	50 to 60	9 to 14
Solar corona	Jordan 66	86	20
	Dupree 72	63	25
Solar cosmic rays	Bertsch 72	56 ± 6	$19 \pm 3 \atop 7$
	Mogro-Campero 72	57 ± 18	26 ± 19
	Teegarden 73	34 ± 8	15 ± 5
		49 ± 3	11.6 ± 1.1
HII regions	Peimbert 69	79	6

Table 2

	Calculated value %	Observed value %	Energy interval MeV/n	Reference
$^{13}C/C$	7 ± 2	8		Webber, 1971
		8		Jonsson, 1970
		22		Beaujean, 1971
		5	60 - 90	Mc Donald, 1974
$^{15}N/N$	40 ± 17 assuming N/O=0.10 $\pm$ 0.035 at the source	30	200-400	Jacobsson, 1974
		55 ± 5	50-190	Garcia-Munoz, 1974
		$23^{+}_{-}19$	750	Webber, 1974
		$50^{+}_{-}45$		Webber, 1973
		54 ± 6		
$\frac{^{17}O + ^{18}O}{^{16}O}$	4 ± 2	14	200-400	Jacobsson, 1974

Table 3

	(^{15}N) mb	(^{14}N) mb	ϕ_i/ϕ_o
Fe	6	6	.12
Si	13	10	.15
Mg	17	13	.21
Ne	23	18	.18
O	57 ± 5	34 ± 3	1
^{15}N		20	.11 (calculated)
Other nuclei	10	10	.20

Table 4

Spallation cross sections for production of ^{15}N and ^{14}N. The values given with an uncertainty are experimental (Heckmann, 1974). For other values, we have used the Silberberg and Tsao formula with 50% uncertai nty. The last column gives the ratio of the fluxes of the various nuclei respect to the oxygen flux. The ^{15}N value is calculated (see text).

REFERENCES

Arnett, W.D. 1969, Ap. J. 157, 1369.

Barashenkov, V.S., Gudima, K.K., Toneev, V.D. 1969, Fortshritte der Physik, 17, 683

Beaujean, R. and Enge, W. 1971, 12th International Conference on Cosmic Rays, Hobart , 7, 2583

Beck, F. and Yiou, F. 1968, Ap. Lett. 1, 75

Bellettini et al. 1966, Nucl. Phys. 79, 609

Bertsch, D.L., Fichtel, C.E., and Reames, D.V. 1972, Ap. J. 171, 169

Bhatia, V.S., Biswas, S. and Ramadurai, S. 1970, Sp. Res. 10, 956

Cameron, A.G.W., 1973, Sp. Sc. Rev. 15, 121

Cassé, M., and Goret, P. 1973 13th International Cosmic Ray Conference, Denver, 1, 548

Dupree, A.K., 1972, Ap. J. 178, 527

Epherre, M. 1972, Thesis, Orsay, France.

Epherre, M., Gaffet, B. Meyer, J.P. and Reeves, H. 1974, Annual Rev. of Astro. and Ap., in press

Garcia-Munoz, M., Mason, G.M., Simpson, J.A. 1973, Ap. J.184, 967

Garcia-Munoz, M., Mason, G.M., Simpson, J.A. 1974, Durham Symposium on Cosmic Ray Isotopic Composition.

Havnes, O. 1973, Astro. and Ap. 24, 435

Heckman, H.H., Greiner, D.E., Lindstrom, P.J. and Bieser, F.S. 1972, Phys. Rev. Lett. 28, 926

Heckman, H.H., 1973 , preprint

Heckman, H.H., Bieser, F.S., Cork, B., Greiner, D.E. and Lindstrom, P.J. 1974, Durham Symposium on Cosmic Ray Isotopic Composition

Jacobsson, L., Jönsson, G. and Kristiansson, K. 1974, Durham Symposium on Cosmic Ray Isotopic Composition

Jönsson, G., Kristiansson, K., and Malmquist L. 1970, Ap. and Sp. Sci. 7, 231

Jordan, C. 1966, Mon. Not. Of the Roy. Astro. Soc. 132, 463

Juliusson, E. 1974, Ap. J. 191, 331

Lezniak, J.A., Ormes, J.F., Von Rosenvinge, T.T. and Webber W.R., 1969, Ap. and Sp. Sci. 5, 103

Mc Donald F.B. 1974, Durham, Symposium on Cosmic Ray Isotopic Composition.

Meneguzzi, M., Audouze, J., Reeves, H. 1971, Astro. and Ap. 15, 337

Mogro-Campero, A., and Simpson, J.A. 1972, Ap. J. 171, L5

Pagel, B.E.J. 1973, Sp. Sci. Rev. 15, 1

Peimbert, M., and Costero, R. 1969, Bol. Obs. Tonanzintha y Tacubaya, 5, 3

Raisbeck, G. and Yiou, F. 1973, 13th Inter. Cosmic Ray Conf., Denver, 1,494

Renberg, P.U., Measday, D.F., Pepin, M., Schwaller, P., Favier, B., Richard-Serre,C. 1972, Nucl. Phys. A 183, 81

Rudstam, G. 1966, Z. Natuforsch. 21A, 1027

Silberberg, R., Tsao, C.H. 1973, Ap. J. Supp. Ser. n°220, 25, 315

Shapiro, M.M.; Silberberg, R. Tsao, C.H., 1971, 12th Inter. Cosmic Ray Conf., Hobart, 1, 221

Shapiro, M.M., Silberberg, R., Tsao, C.H. 1973, 13th International Cosmic Ray Conference, Denver, 1, 578

Teegarden, B.J., Von Rosenvinge, T.T., and Mc Donald, F.B. 1973, Ap.J. 180, 571

Tsao, C.H., Shapiro, M.M., and Silberberg, R. 1973, ibid 1, 107

Webber, W.R. 1971, Proceedings of a Symposium on Isotopic Composition of the primary Cosmic Rays, Lyngby, Denmark, (Dauber, edit.)

Webber, W.R., Damle, S.V., and Kish, J. 1972, Ap. and Sp. Sci. 15, 245

Webber, W.R., Lezniak, J.A., and Kish, J. 1973, 13th International Cosmic Ray Conference, Denver, 1, 248

Webber, W.R., Lezniak, J.A., Kish, J. and Damle, S.V. 1973 Ap. and Sp. Sci. 24, 17

Webber, W.R., and Lezniak, J.A., 1974, Durham Symposium on Isotopic Composition of Cosmic Rays.

Withbroe, G.L. 1971, in "Mentzel Symposium on Solar Physics, Atomic Spectra and Gaseous Nebulae", National Bureau of Standards Pub. n°353, 127

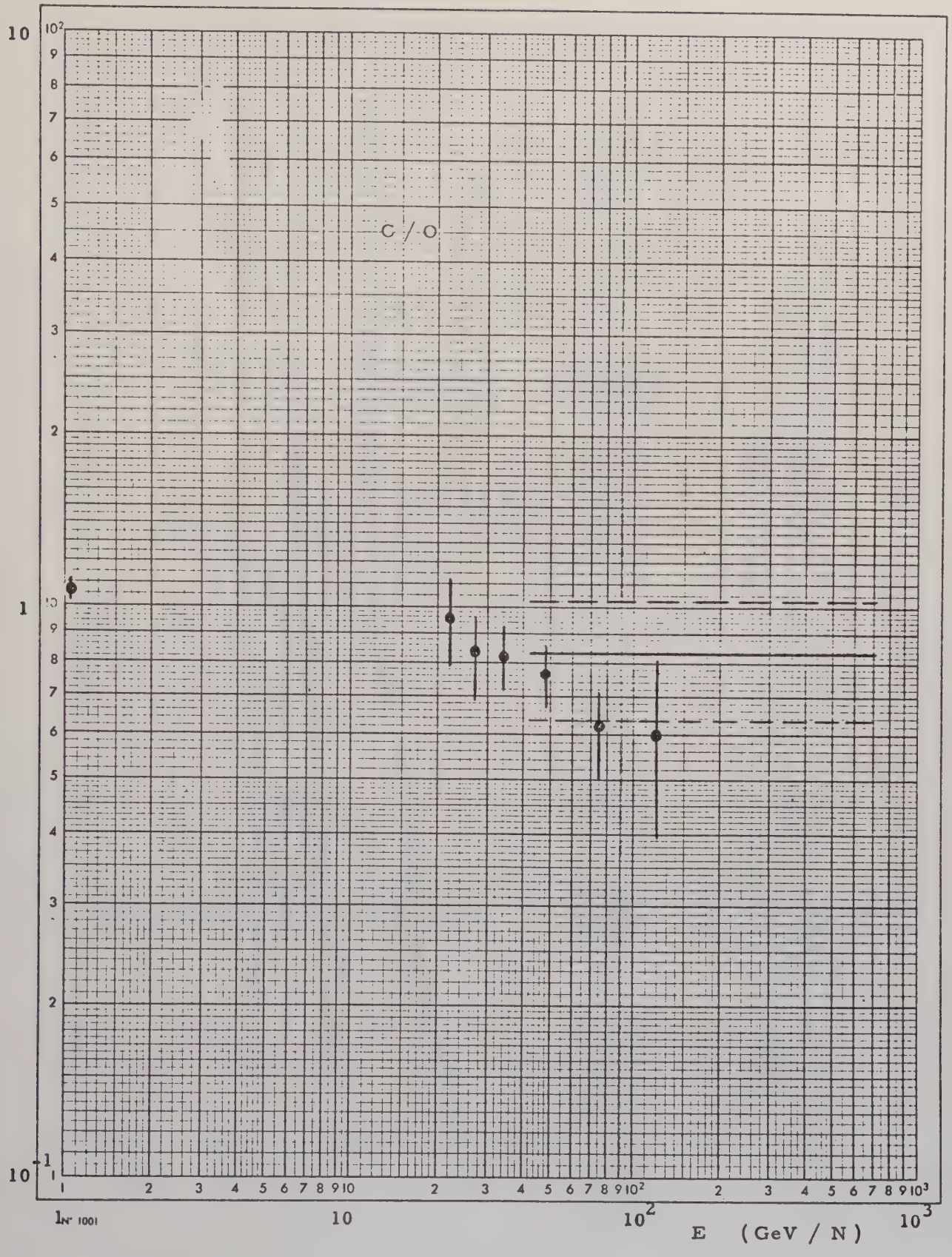

Figure 1 : The calculated C/O ratio in Cosmic Ray sources (solid line) compared to observed values in high energy Cosmic Rays by Juliusson (1974). The dashed lines give the uncertainty in the calculation.

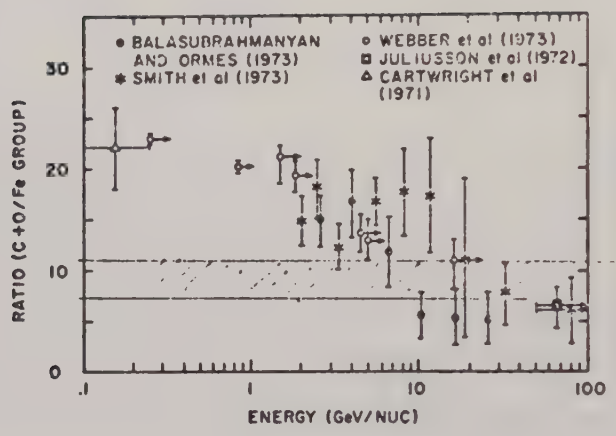

Figure 2 : The ratio (C+O) / Fe group in Cosmic Ray sources compared to observations at high energy. Figure taken from Balasubrahmanyan et al (1973).

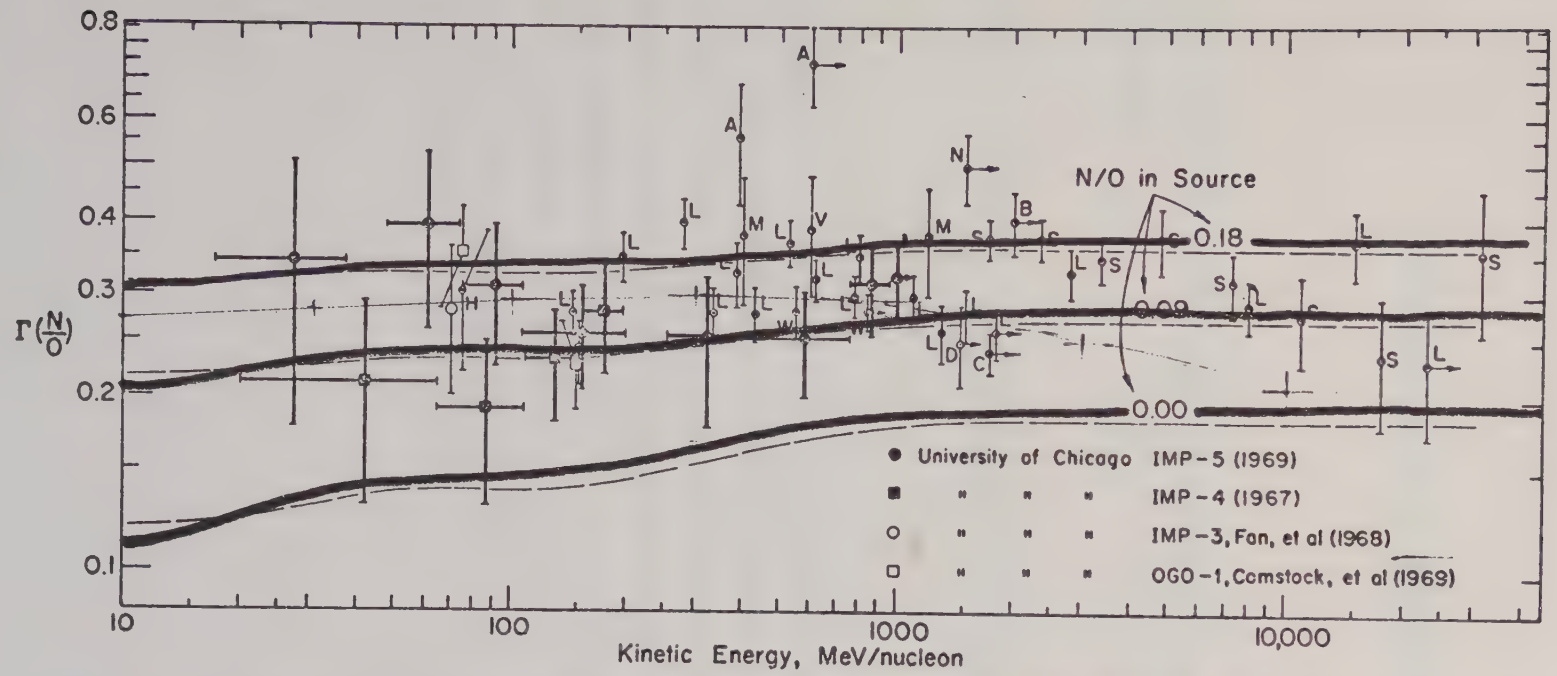

FIG. 4.—The galactic cosmic-ray Γ(N/O) ratio measured at Earth plotted as a function of kinetic energy per nucleon. The University of Chicago ratios from IMP-4 and IMP-5 are the data reported in this work. The energy intervals of the points reported from the literature have been deleted for clarity in the figure. The literature references are as in fig. 5 with the addition: L, Lezniak *et al.* 1969. The dashed curves show the calculated local interstellar $\Gamma_{int}(N/O)$ for three different ratios at the source after propagation through an exponential distribution of path lengths with a leakage mean free path of 6 g cm^{-2}. (See text for details.)

Figure 3 : The ratio N/O in Cosmic Rays at high energy. The solid line gives the result of the present calculation, while the dashed line gives the values calculated by Garcia-Munoz et al (1973). Figure taken from this last paper

APPENDICE 4

APPENDICE 5

MENEGUZZI M. et REEVES H.

Production de rayons gamma nucléaires par le rayonnement cosmique.

Article soumis à "Astronomy and Astrophysics".

Résumé : On calcule le taux d'émission de raies γ nucléaires par l'interaction du rayonnement cosmique avec les noyaux thermiques du gaz interstellaire et le flux prédit à la terre. Le même calcul est fait en supposant l'existence d'un flux important de rayonnement cosmique de basse énergie qui serait responsable de la production du ^{7}Li observé dans la Galaxie. On prédit également le flux émis par les restes de supernovae, dans le cas où le ^{7}Li serait synthétisé dans ces objets.

[illegible] CAUSED BY PROTONS

BY COSMIC RAYS

M. Menaguzzi[xx] and R. Reeves[*]

[*] Section d'Etudes Spatiales, DPHEP, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (France)

x Département d'Astrophysique Fondamentale, Observatoire de Paris-Meudon, (France)

Send proofs to M. Menaguzzi - DAF - Observatoire de Meudon 92190 MEUDON, (France)

Subdivision : Interstellar matter

Main journal.

Abstract

The rate of nuclear gamma ray emission from the interaction of cosmic rays with thermal nuclei in the interstellar medium and the consequent expected flux at the earth are calculated. The same calculation is made in the case of the existence of a high flux of low energy cosmic rays, which could be responsible for the ^{7}Li production in the galaxy. We also present the flux expected from supernova remnants, in particular if the galactic ^{7}Li is produced in such objects by low energy cosmic rays.

1. INTRODUCTION

Gamma rays in the range 1 to 20 MeV are emitted after inelastic scattering of protons and alpha particles on heavier nuclei or after spallation reactions leaving the product nucleus in an excited state. The first process is important for alpha or p energies < 100 MeV, the inelastic cross section decreasing rapidly with the energy, while the second process can eventually become dominant at higher energies.

Nuclear gamma ray lines can therefore in principle reveal the presence of cosmic rays in interstellar space or in localized objects. However, since H and He are the dominant components in cosmic material as well as in cosmic rays, the nuclear gamma ray fluxes produced by cosmic rays of energy greater than several hundreds of MeV/n are expected to be lower than the corresponding π° desintegration gamma fluxes from p-p and p-α collisions. But for cosmic rays below that energy, the situation is reversed.

Therefore, nuclear gamma rays are best suited to the study of low energy cosmic rays ($E < 100$ MeV), where precisely the cosmic ray flux in interstellar space is, at present, totally unknown because of solar modulation (Gleeson and Urch 71, Goldstein et al. 70). High fluxes of low energy cosmic rays have been postulated by several authors to explain the rate of heating and ionisation of the interstellar medium (see references in Dalgarno and Mc Cray 72). On the other hand the same type of flux would explain the abundance of ^{7}Li in the Galaxy, which is not accounted for by spallation of interstellar nuclei by the observed cosmic rays (Meneguzzi et al. 71, Meneguzzi and Reeves 75). Recent observations from the Copernicus satellite cast doubts on this hypothesis (Meszaros 73 and 74) but the question is not settled (Field 74). From the relative intensity of two lines of the same element, it is possible in principle to deduce the slope of the low energy cosmic ray spectrum, while from comparison of lines of two distinct elements, one can infer their relative abundance in the irradiated gas, regardless of their chemical state. This has been done in the case of solar flare gamma ray lines (Chupp 73, 74, Ramaty et al. 73 and 74).

It seemed therefore interesting to compute the nuclear gamma ray fluxes produced by cosmic rays and to see under what circumstances it is possible to observe gamma ray lines from the interstellar medium or from discrete sources.

2. THE CALCULATION

We calculate separately the gamma rays produced in the following two processes : (i) collision of fast nuclei with p or alpha particles at rest, and (ii) collision of fast p or alphas on heavier nuclei at rest. In the first case, the source density function (number of photons emitted per H atom sec ster MeV) is given by

$$q_i(E) = \frac{1}{2}\sum_{k,i}\frac{n_k}{n_H}\int \phi_i(E')\frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E',E'')\frac{1}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta)^2}$$

$$\times\,\delta(E-\gamma E''(1-\beta\cos\theta))\,dE'dE''d(\cos\theta)$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{k,i}\frac{n_k}{n_H}\int dE'\int_{E''_{min}}^{E''_{max}} dE''\,\frac{\phi_i(E')\frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E',E'')E''}{\gamma\beta E^2}$$

where

$$E''_{min} = \frac{E}{\gamma(1+\beta)}$$

$$E''_{max} = \frac{E}{\gamma(1-\beta)}$$

E' = energy per nucleon of the incident nuclei

E'' = photon energy in the rest frame of the incident nucleus

γ = Lorentz factor of the outcoming nucleus

β = velocity/c of the outcoming nucleus

$\phi_i(E')$ = flux of i type nuclei in $cm^{-2}\ s^{-1}\ GeV^{-1}$

n_k = density of thermal nuclei of type k (p and α here)

$\frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E',E'')$ = differential cross-section of the reaction $k + i \rightarrow k + i + \gamma + \ldots$ in the frame of the incident nucleus.

The factor $\frac{1}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta)^2}$ gives the corresponding cross-section in the frame of the galaxy (in $cm^2\ ster^{-1}\ MeV^{-1}$), θ is the angle between the gamma ray and the emitting nucleus momenta, in the frame of the observer.

In this work, the differential cross section $\frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E',E'',\theta')$ has been assumed isotropic. Indeed angular correlations between the scattered p or α and the emitted gamma have been studied by various authors in the case of inelastic scattering (see for instance Levingston and Barnerjee, 1957, Clegg and Satchler, 1961, Satchler, 1955, Baxter et al. 1964). The

experimental and theoretical correlation function is a smooth function of θ', and for the purpose of the present calculation, can be taken constant. On the other hand, the intrinsic width of the nuclear lines is negligible respect to the Doppler width, and therefore we have taken

$$\frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E',E'') = \sum_L \frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E')\,\delta(E''-E_L)$$

where E_L is the energy of the nuclear transition L.

In case (ii) the source density function is, per H atom :

$$q_2(E) = \sum_{k,i} \frac{n_i}{n_H} \int dE'' \phi_k(E') \int dE'' \frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E',E'')$$
$$\times \int dE_R\, P_{ki}(E',E_R) \int d(\cos\theta)\, \delta\left(E - \gamma_R E''(1-\beta_R\cos\theta)\right)$$
$$= \sum_{k,i} \frac{n_i}{n_H} \int dE' dE_R \int_{E''_{min}}^{E''_{max}} dE'' \frac{\phi_k(E')\,\frac{d\sigma_{ki}}{d\Omega}(E',E'')\,P_{ki}(E',E_R)}{\gamma_R \beta_R E''}$$

where $P_{ki}(E', E_R)$ is the probability of having a recoil energy in the range E_R, $E_R + dE_R$ when the incident energy is E',

$$E''_{min} = \frac{E}{\gamma_R(1+\beta_R)} \quad \text{and} \quad E''_{max} = \frac{E}{\gamma_R(1-\beta_R)},$$

and θ is the angle between the gamma and the recoil nucleus momenta. The Doppler broadening, in this case, is due to the recoil velocity of the nuclei and is much smaller than in the previous case. We have

computed the function $P_{ki}(E', E'')$ for p and α inelastic scattering on several nuclei, using the experimental angular distribution of the scattered p or α. The half width of the lines is found to be $\cong$ 40 keV for C and O and $\cong$ 4 keV for Fe in the case of protons. For alpha particles, it is two or three times larger. It varies little with the incident energy E' because, as E' increases, the p or α angular distribution becomes more and more peaked forward, and the recoil energy remains small.

From the source function $q(E) = q_1(E) + q_2(E)$, one can compute the flux received at the earth from the interstellar medium, assuming the interstellar abundances are known,

$$\Phi_\gamma(E) = q(E)\, N_H \qquad \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{st}^{-1}\ \text{MeV}^{-1}$$

where N_H is the number of H atoms per cm^2 in the line of sight, or, from a discrete object

$$\Phi_\gamma(E) = 1.33 \times 10^{14}\, \frac{M}{M_\odot}\, \frac{q(E)}{D^2} \qquad \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{MeV}^{-1}$$

if M is the mass of the irradiated gas and D the object's distance expressed in kpc.

3. NUCLEAR DATA

Inelastic scattering cross-sections for the most abundant nuclei have been measured by a large number of groups. Only in a few experiments were the deexcitation gamma ray fluxes measured (Zobel et al., 1968, Mitchell et al., 1964).

Data on the ^{12}C (p, p') $^{12}C^*(\gamma)$ ^{12}C cross-section for the 4.44 MeV level of ^{12}C is shown in figure 1. Note that at low energy the gamma

ray measurements give higher values of the cross-section than the inelastic scattering measurements (through detection of the outgoing proton). This is probably due to two effects : (a) excitation of higher levels with decay in several steps, and (b) contribution of the spallation reaction $^{12}C(p, 2p)^{11}B^*$ leading to the 4.44 MeV level of ^{11}B. At 1 GeV, it is not clear whether spallation gives an important contribution.

Figure 2 shows the $^{16}O(p, pa)^{12}C^*(\gamma)^{12}C$ cross-section, while the $^{12}C(\alpha, \alpha')^{12}C^*(\gamma)^{12}C$ is shown in figure 3. The alpha and proton induced reaction cross-section are roughly similar at the same energy. For heavier nuclei, the alpha particle data is scanty, and we have taken

$$\sigma_\alpha(E) = \sigma_p(4E)$$

where E is the energy per nucleon of the incident α or p. Table 1 gives the reactions and γ ray lines considered in this work. A carbon line at 9.64 MeV was quoted in Meneguzzi and Reeves (1973). As pointed out to us by Ramaty and Chupp, the 9.64 MeV ^{12}C level decays by α particle emission, and this line cannot be observed.

4. NUCLEAR GAMMA EMISSION BY THE INTERSTELLAR GAS

The source function $q(E) = q_1(E) + q_2(E)$ is calculated for the interstellar gas assuming a composition as given by Cameron (1973) except for He, for which we have taken He/H = 0.1 . The cosmic ray spectrum is taken to be the result of an injection spectrum $\sim W^{-2.7}$ (W = total energy per nucleon) propagated with a simple homogeneous model (exponential path length distribution) as described, for instance, in Meneguzzi et al. (1971). The source abundances are given by Shapiro et al. (1973) and Westergaard et al. (1975).

Figure 4 shows the computed gamma ray source function, together with the π° gamma ray source function (Stecker, 1971). One can clearly distinguish the two components referred to above : sharp lines due to scattering of cosmic p and alphas by heavier nuclei at rest, and broad lines due to heavy cosmic nuclei impinging on interstellar

p or α. For the most intense lines (like the 4.44 MeV line of ^{12}C), we obtain

$$q(E) \cong 2 \times 10^{-28} \text{ photons } s^{-1} \text{ st}^{-1} \text{ MeV H atom}^{-1}$$

The total number of H atoms in the line of sight is presently estimated to be $\cong 5 \times 10^{22}$ cm^{-2} in the direction of the Galactic Center (Paul et al. 1974, Bignami and Fichtel, 1973, Ryter et al., 1974). It could be 2 or 3 times higher if one takes into account a possible enhancement of the H_2 density in the Galactic Center region (Ryter et al., 1975, Solomon and Stecker, 1974).

The quantity needed here is not N_H but the "equivalent" number of H atoms cm^{-2} N_X, as defined in Ryter et al., i.e. the number of H atoms cm^{-2} inferred from X-ray absorption (due to heavy elements only), assuming universal abundances of the heavy elements respect to H (see Ryter et al. 1975). Therefore, we use

$$N_X = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$$

and the resulting gamma ray flux at the earth is

$$\phi(E) \cong 2 \times 10^{-5} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ st}^{-1} \text{ MeV}^{-1}.$$

The measured background at these energies (see for instance Trombka et al., 1973, Schönfelder et al., 1974), which has been shown by the last group to be isotropic, is at least 100 times higher. There is therefore little hope to see nuclear lines from the interstellar medium, unless the low energy cosmic ray flux is several orders of magnitude higher than what we have assumed. According to the present solar modulation theories, cosmic rays below $\cong$ 100 MeV/n do not reach the earth, and their spectrum cannot be inferred from the observed one (Gleeson and Urch, 1971, Goldstein et al. 1970). However, upper limits

can be set on this flux by considering the rate of ionisation of the interstellar medium and the production of lithium in the galaxy by $\alpha + \alpha \rightarrow {}^{6}Li,\ {}^{7}Li,\ {}^{7}Be$ reactions.

The required ionisation rate is

$$\zeta = 2 \times 10^{-15} \text{ H atom}^{-1}\ \text{s}^{-1}$$

(see for instance Dalgarnoand Mc Cray, 1972), while the mean Li production rate over the life of the galaxy is

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{Li}{H}\right) = \frac{1}{T_G}\left(\frac{Li}{H}\right)_{today} \simeq \frac{10^{-9}}{3 \times 10^{17}}$$

$$\simeq 3 \times 10^{-27}\ s^{-1}.$$

Assuming a low energy cosmic ray flux

$$\phi_{T_i}(E) = K_i \cdot E^{-\gamma} \qquad (E > E_c)$$

where $3 \leq \gamma \leq 5$ and E_c is a low energy cut-off, the above requirements, both on ionisation rate and Li production, can be satisfied for $E_c \cong 5$ MeV/n and

$$\phi_p(E) \cong 1.7 \times 10^5\ E^{-5}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\ \text{MeV}^{-1} \quad (E \text{ in MeV/n})$$

or $$\phi_p(E) \cong 1.4 \times 10^3\ E^{-3}\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{MeV}^{-1}$$

These spectra are shown in figure 5.

However, ζ is only an upper limit on ζ_{CR} (the cosmic ray produced ionisation rate). Using recent results from the Copernicus satellite on the states of ionisation of the interstellar C and N in front of several stars, Meszaros (1974) concludes that

$$\zeta_{CR} < 4 \times 10^{-17}\ s^{-1}$$

while Jenkins (1974) gives

$$\zeta_{CR} < 6 \times 10^{-17}\ s^{-1}$$

This conclusion is based on stationary models of the ionisation of the interstellar medium. It seems possible to keep cosmic rays as the ionisation agent in time - dependent models (Gerola et al. 1974, Kafatos et al. 1974). Another way out, proposed by Steigman (1974), is the rapid recombination of high ionisation states by charge exchange reactions (see discussion in Field, 1974). Until the question is settled, we shall retain $\zeta_{CR} = \zeta$ as a possibility.

Concerning the Li production, the quoted flux is probably also an upper limit. Indeed, all models of galactic evolution require a higher rate of activity in the early galaxy, and if He is primordial, as it is currently believed (see for instance Reeves, 1974), the present flux could be 5 or 10 times smaller than the time averaged flux required to produce all the lithium. Another uncertainty comes from the He/H ratio in this low energy cosmic ray component, since He nuclei are the efficient particles. (We have used observed cosmic ray abundances (Shapiro, 1973), which do not necessarily apply to this case).

Figures 6 and 7 show the result of the same calculation as before when one adds to the observed cosmic ray flux the above given $\sim E^{-5}$ or $\sim E^{-3}$ low energy components. Due to the greater efficiency of low energy particles for nuclear gamma ray production, the source function is enhanced by a factor ≥ 10, leading to a flux

$$\phi(E) \cong 5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \text{ st}^{-1}$$

from the direction of the galactic center. The effect of alpha particles is strongly dependent on the factor K_α/K_p (the He/H ratio at the same energy per nucleon) in this low energy component. For a spectrum $\phi_i = K_i E^{-\gamma}$, if the α and p cross sections are the same at the same energy, the alpha contribution to the gamma flux, respect to the p one, will be

$$\simeq \frac{1}{3} \frac{K_\alpha}{K_p} 4^{\gamma-1}$$

$$\simeq 80 \frac{K_\alpha}{K_p} \quad \text{for } \gamma = 5$$

(the width of the lines is ≃ 3 times greater). Since we have no way to choose the K_α/K_p value (it ranges from 1% in solar particles to 4% in galactic cosmic rays), we did not include the α contribution for the low energy cosmic ray component. It could increase the flux by a factor of one to ten.

One sees that, even in the best case, the flux for the most intense lines is several times smaller than the isotropic background. Furthermore, according to Cowsik (1974) the starlight photon density in the galactic center region could be high enough to produce, by inverse Compton effect on the cosmic ray electrons, a gamma ray flux higher than the π° decay flux. No detailed calculation has been published yet, but since this γ ray spectrum would be roughly $\sim E^{-1}$, it is clear from figures 6 and 7 that if such were the case, no lines could be detected from the interstellar medium.

5. GAMMA RAY LINES FROM DISCRETE SOURCES

Cosmic rays could exist with densities appreciably higher than the interstellar density (inferred from measurements at the earth) in some objects, particularly in supernova remnants. If one assumes that an energy U of the order of 10^{51} ergs does exist in young supernova remnants under the form of cosmic rays, with a spectrum similar to the interstellar spectrum, the corresponding flux would be

$$\Phi_{iSN} \simeq \Phi_{iG} \frac{U}{4R^3 w}$$

where $w = 10^{-12}$ erg cm^{-3} is the cosmic ray interstellar energy density and R is the remnant radius, and Φ_{iG} is tne observed flux of element i. This is not an unlikely assumption, since no one knows what fraction of the cosmic ray mean path length of several g cm^{-2} has

been traversed in the source region. Thompson et al(1974) have recently reported the detection of an important flux of ≅ 100 MeV gamma rays from the Vela region, which could be accounted for by such cosmic ray densities in the Vela remnant.

The source density function becomes

$$q_{SN}(E) \simeq q_G(E) \frac{U}{4R^3 w}$$

and the gamma ray flux at the earth from these objects would be

$$\phi_\gamma(E) \simeq 10^{14} \frac{M}{M_\odot} \frac{U\, q_G(E)}{4 w R^3 D^2} \quad \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{MeV}^{-1}$$

(M is the mass of the remnant and D its distance from the sun in kpc).

If $M > 5\ M_\odot$

$$\phi_\gamma(E) > \frac{2 \times 10^{-6}}{R^3 D^2} \quad \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{MeV}^{-1}$$

if R is expressed in pc and D in kpc. For several supernova remnants, R^3D^2 is of the order of 1 (Tycho, Cas A), and a flux of such magnitude could be detected with telescopes having less than a few degrees of angular resolution, since the isotropic background flux at several MeV is ≅ 10^{-3} cm^{-2} MeV^{-1} ster^{-1} sec^{-1}.

Furthermore, the spectrum of low energy cosmic particles (E ≤ 100 MeV/n) confined in a supernova remnant is of course unknown, and there is a possibility that it is high enough to account for the production of the galactic Li. Subsequent mixing of the remnant material with interstellar matter would lead to the observed Li/H ratio (Meneguzzi and Reeves, 1974).

By the same argument as before, assuming 10^{51} ergs under the form of these low energy cosmic rays in a remnant, with a spectrum of

$\sim E^{-\gamma}$ $(3 \leq \gamma \leq 5)$, the expected flux would be (for $M > 5\ M_\odot$)

$$\phi_\gamma(E) > \frac{2 \times 10^{-5}}{R^3 D^2} \quad \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{MeV}^{-1}$$

10 times larger than before, for the most intense lines. This would require, however, that an important fraction of the supernovae energy is in the form of low energy ($\simeq$ 10 MeV/n) cosmic rays.

Dense interstellar clouds could also give rise to detectable fluxes of nuclear gamma rays. Several identification of molecular clouds with 100 MeV γ ray discrete sources have been proposed (Black and Fazio, 1973, Serra, 1974). For instance, according to Black and Fazio, the mass of the dark cloud near ρ oph., if this cloud is identified with the γ ray source observed in its direction, could be $\simeq 3 \times 10^5\ M_\odot$. Its distance is $\simeq$ 200 pc. Taking the maximum value of the low energy interstellar proton flux given previously, we obtain for the ^{12}C 4.44 MeV line :

$$\phi_\gamma(E) \simeq 5 \times 10^{-6}\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{MeV}^{-1}$$

The same authors find that identification of the Corona Austrina dark cloud with Sgr γ-1 gives a mass of $2.6 \times 10^5\ M_\odot$, assuming a distance of 150 pc. The 4.44 keV ^{12}C line intensity from this cloud would then be roughly the same as for ρ oph. Again, such fluxes could be detected with an angular resolution of less than a few degrees.

6. SUMMARY AND CONCLUSIONS

We have shown that interaction of cosmic rays with interstellar nuclei produces narrow nuclear lines because of the small recoil velocity of thermal nuclei bombarded by cosmic protons or alpha particles, and a consequent small Doppler broadening, while the reverse process produces a smooth background. However, the observed flux of cosmic rays is about 100 times too low for these lines to appear above isotropic background in the MeV region.

The maximum low energy cosmic ray flux compatible with the heating and ionisation rate of the interstellar medium, as well as with the Li abundance in the galaxy, gives a γ ray flux which is still $\simeq$ 5 times below the background. We therefore believe that detection of nuclear lines from the diffuse interstellar gas is not very promising.

If cosmic rays are confined in some discrete objects, like supernova remnants, with densities several orders of magnitude higher than the interstellar one, it should be possible to observe the produced nuclear lines with gamma ray telescopes of less than a few degrees angular resolution. This would be true in particular if an important fraction of the supernovae energy is under the form of $\simeq$ 10 MeV/n cosmic rays, capable of producing the galactic ^{7}Li by $\alpha + \alpha$ reactions. Conversely, detection of nuclear lines from these objects could help to solve the problem of the origin of ^{7}Li.

REACTION	E_γ (MeV)
$^{12}C(p,p')^{12}C$	4.44
$^{12}C(p,2p)^{11}B$	"
$^{14}N(p,p')^{14}N$	2.31
"	3.94
$^{16}O(p,p'\alpha)^{12}C$	4.44
$^{16}O(p,pn)^{15}O$	5.18
$^{16}O(p,2p)^{15}N$	5.27
$^{16}O(p,p')^{16}O$	6.13
"	7.12
$^{20}Ne(p,p')^{20}Ne$	1.63
$^{24}Mg(p,p')^{24}Mg$	1.37
$^{28}Si(p,p')^{28}Si$	1.78
$^{56}Fe(p,p')^{56}Fe$	0.845
"	1.24

Table 1 : List of the reactions leading to nuclear gamma ray emission considered in this work.

REFERENCE

Alard et al, 1975, to be published

Barnard, A.C.L., Swint, J.B., and Clegg, T.B. 1966, Nucl. Phys. 86, 130

Baron et al, 1971, Phys. Rev. C 4, 1159

Baxter, A.M., Mc Intyre, K.G., Shute, G.G. and Robson, D. 1964, Nucl. Phys., 52, 385

Black, J.H. and Fazio, G.G. 1973, Ap. J. 185, L 7.

Bignami, G.F. and Fichtel, C.E. 1974, Ap J 189, L 65

Burdzik, G.F. and Heymann, G. 1972, Nucl. Phys., A 185, 509

Cameron, A.G.W. 1970, Sp. Sci. Rev., 15, 121

Chapman, R. and Macleod, A.M. 1967, Nucl. Phys. A 94, 313 and 324

Chupp, E.L., Forrest, D.J., Higbie, P.R., Suri, A.N., Tsai, C. and Dunphy, P.P. 1973, Nature, 241, 233

Chupp, E.L. 1974, Invited paper APS Chicago Meeting (February 4)

Chupp et al. 1974, in "Supernovae and Supernova Remmants" (Cosmovici ed). 311

Clegg, A.B. and Satchler, G.R. 1961; Nuclear Phys., 27, 431

Cowsik, R. 1974, Conference on γ ray astronomy, Frascati, Italy, E.S.R.O. June 1974

Daehnick, W.W. and Sherr, R. 1964, Phys. Rev. 133, B 934

Dalgarno, A. and Mc Cray, R.A. 1972, Ann. Rev. of Astron. and Ap. 10, 375

Dickens, J.K., Haner, D.A. and Waddel, C.N. 1963, Phys. Rev. 132, 2159

Fannon, et al. 1967, Nucl. Phys., A 97, 263

Field, G.B. 1974, Summer school in Theoritical physics, Les Houches

Friedes, J.L., Palevsky, H., Sutter, R.J., Bennett, G.W., Igo, G.J., Simpson, W.D. and Corley, D.M. 1967, Nucl. Phys. A 104, 294

Gerola, H., Kafatos, M. and Mc Cray, R. 1974, Ap J 189, 55

Gleeson, L.J. and Urch, I.H. 1971, Ap and Sp. Sci. 11, 288

Goldstein, M.L., Fisk, L.A., and Ramaty, R. 1970, Phys. Rev. Lett. 25, 832

Horowitz, Y.S. and Bell, R.E. 1970, Con. J. of Phys. 48, 201

Jenkins, E.B. 1974, private communication

Kafatos, M., Gerola, H., Hatchett, S. and Mc Cray, R. 1974, Ap j 187, L113

Levinson, C.A. and Banerjee, M.K. 1957, Ann. of Phys. 2, 471 ; 2, 499 ; 3, 67

Mark et al, 1966, Can. J. of Phys. 44, 2961

Meneguzzi, M., Audouze, J. and Reeves, H. 1971, Astron. and Ap. 15, 337

Meneguzzi, M. and Reeves, H. 1975, To be published .

Meszaros, P. 1974, Nature, 248, 35

Meszaros, P. 1974, Ap J 191, 79

Mikumo, I. 1961, J. Phys. soc. Japan, 16, 1066

Mitchell, L.V. and Ophel, T.R. 1964, Nucl. Phys. 58, 529

Paul, J., Cassé, M. and Cesarsky, C.J. 1975, To be published

Petersen et al, 1967, Nucl. Phys. A. 102, 145

Ramaty, R. 1973, Symposium on γ ray astrophysics, Greenbelt, Maryland April 1973, page 297

Ramaty, R., Koslovski, B., Lingenfelter, R. E., 1974, Goddard preprint X-660-74-[illegible]

Reeves, H. 1974, Ann. Rev. of Astron. and Ap., 12, 437

Ryter, C., Cesarsky, C.J. and Audouze, J. 1975, To be published

Satchler, G.R. 1955, Proc. Phys. Soc., A 68, 1037

Schönfelder, V. and Lichti, G. 1974, Ap J 191, L 1

Serra, G., thesis, Toulouse, France.

Shapiro, M.M., Silberberg, R. and Tsao, C.H. 1973, 13th inter. cosmic ray conf., Denver, 1, 578

Solomon, P.M. and Stecker, F.W. 1974, Preprint

Specht, et al, 1971, Nucl. Phys. A 171, 65

Stecker, F.W. 1971, Nasa SP 249 : "Cosmic γ rays".

Steigman, 1974, Quoted by Field (1974)

Strauch, K. and Titus, F. 1956, Phys. Rev., 103, 200

Thompson, D.J., Bignami, G.F., Fichtel, C.E. and Kniffen, D.A. 1974, ApJ 190, L 51

Trombka, J.I., Metzger, A.E., Arnold, J.R., Matteson, J.L., Reedy, R.C. and Peterson, L.E. 1973, Ap. J 181, 737

Westergaard, N. et al, 1975, to be published

Yavin, A.I. and Farwell, G.W. 1959, Nucl. Rev. 12, 1

Zobel, W., Maienstein, F.C., Todd, J.H. and Chapman, G.T.., Nucl. Sci. and Eng. 32, 392

FIGURE CAPTIONS

Figure 1 - The $^{12}C(p,p')^{12}C^{*}(\gamma)$ 4.44 MeV cross section. The symbol γ indicates experiments where the deexcitation gamma ray flux has been measured. Other references indicate measurements of the outcoming proton momentum. The curve gives the values used in our calculation.

Figure 2 - Same as fig. 1 for the $^{16}O(p,p\alpha)^{12}C^{*}(\gamma)$ reaction.

Figure 3 - Same as fig. 1 for the $^{12}C(\alpha,\alpha')^{12}C^{*}(\gamma)$ reaction.

Figure 4 - The source function for the emission lines given in table 1 produced by interaction of the interstellar gas with observed cosmic rays. The sharp lines are produced by the cosmic p and α colliding with heavy interstellar nuclei, while the reverse process produces the smooth background.

Figure 5 - The interstellar proton fluxes used in the present work. The lower curve is the result of propagation of a source spectrum $\sim W^{-2.7}$, while the E^{-3} and E^{-5} spectra give the maximum low energy fluxes which can be added to the previous one without being in conflict with the ionisation rate of HI regions and the ^{7}Li formation rate (see text).

Figure 6 - Same as figure 4 for the E^{-3} proton spectrum shown in fig. 5.

Figure 7 - Same as figure 4 for the E^{-5} proton spectrum shown in fig. 5.

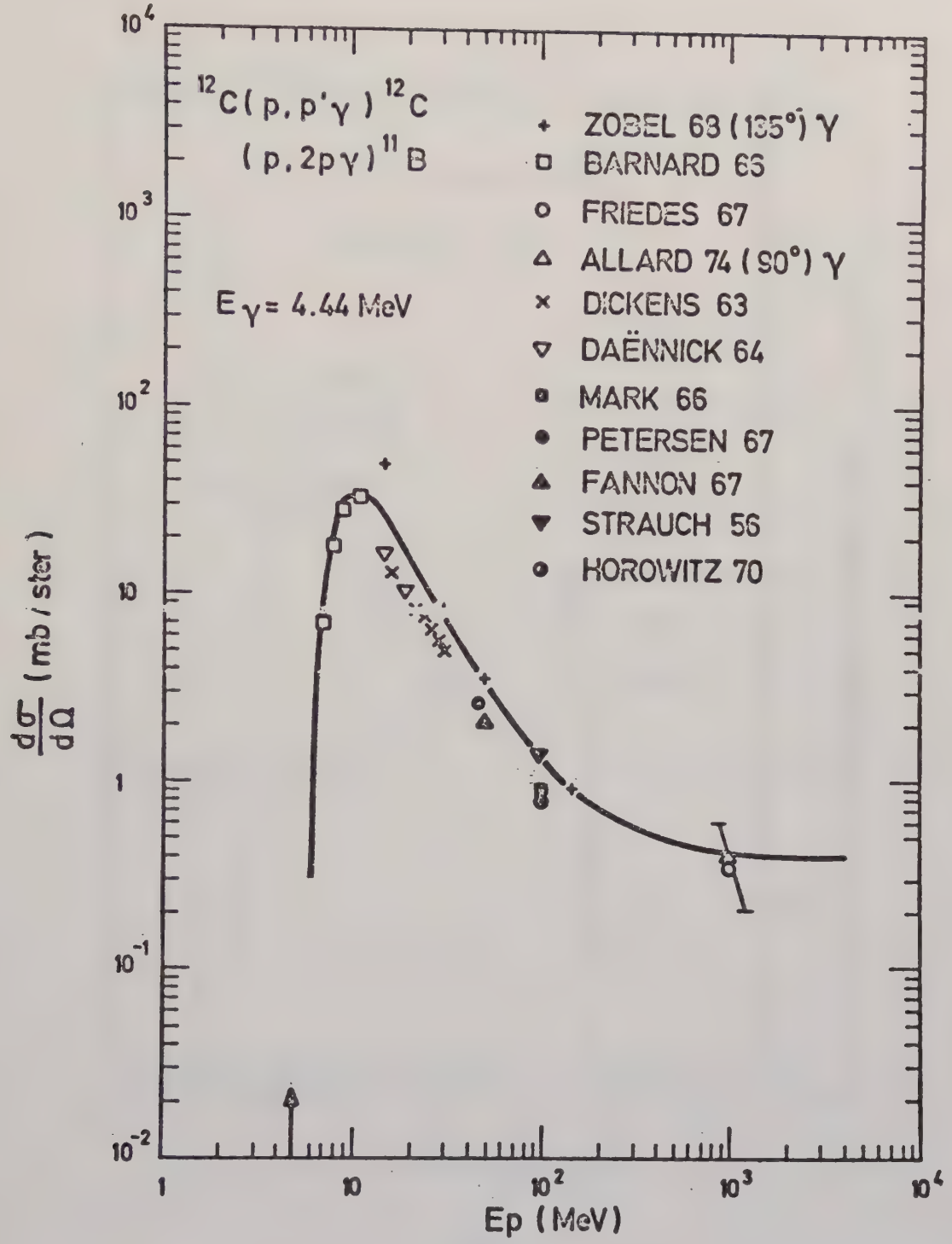
$^{12}C(p,p'\gamma)^{12}C$
$(p,2p\gamma)^{11}B$
$E_\gamma = 4.44$ MeV
ZOBEL 63 (135°) γ
BARNARD 65
FRIEDES 67
ALLARD 74 (90°) γ
DICKENS 63
DAËNNICK 64
MARK 66
PETERSEN 67
FANNON 67
STRAUCH 56
HOROWITZ 70
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb / ster)
Ep (MeV)
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-1}
10^{-2}
1
10
10^2
10^3
10^4

Fig.1

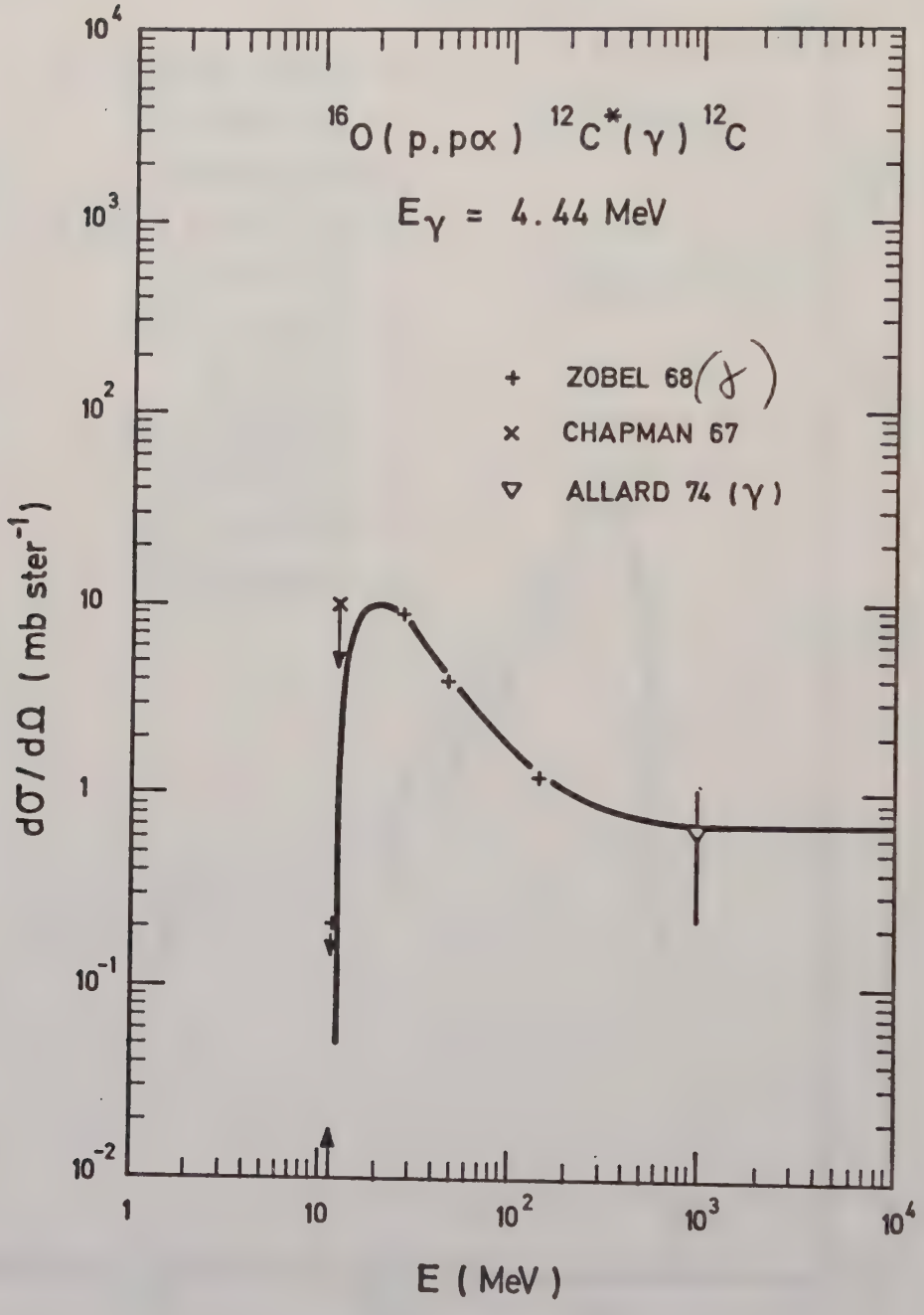
$^{16}O(p,p\alpha)\ ^{12}C^{*}(\gamma)\ ^{12}C$
E_γ = 4.44 MeV
+ ZOBEL 68(γ)
× CHAPMAN 67
▽ ALLARD 74 (γ)
dσ/dΩ (mb ster^{-1})
E (MeV)
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-1}
10^{-2}
1
10
10^2
10^3
10^4

Fig. 2

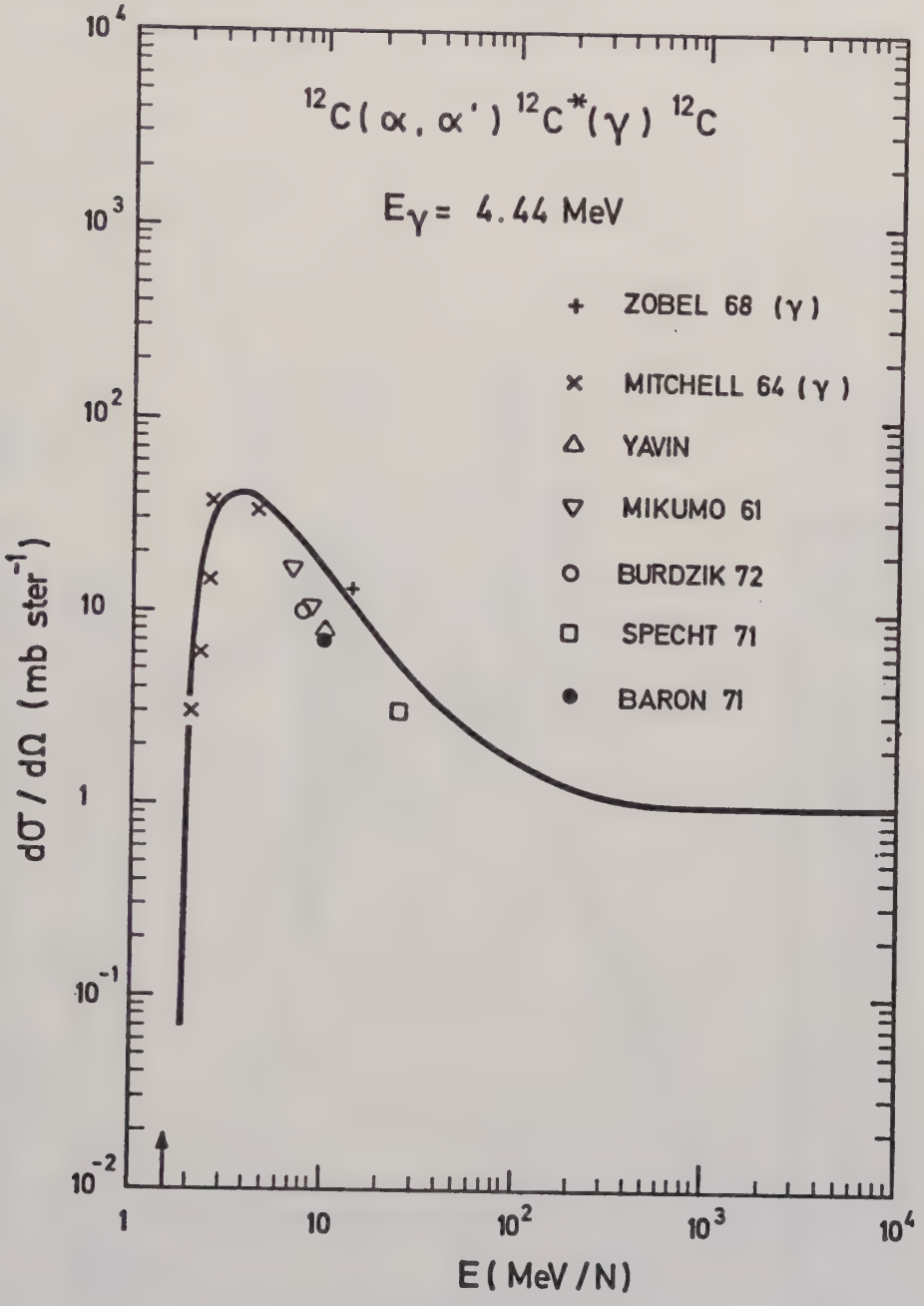
$^{12}C(\alpha,\alpha')^{12}C^*(\gamma)^{12}C$
$E_\gamma = 4.44$ MeV
+ ZOBEL 68 (γ)
× MITCHELL 64 (γ)
△ YAVIN
▽ MIKUMO 61
○ BURDZIK 72
□ SPECHT 71
● BARON 71
$d\sigma / d\Omega$ (mb ster^{-1})
E (MeV/N)
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-1}
10^{-2}
1
10
10^2
10^3
10^4

Fig. 3

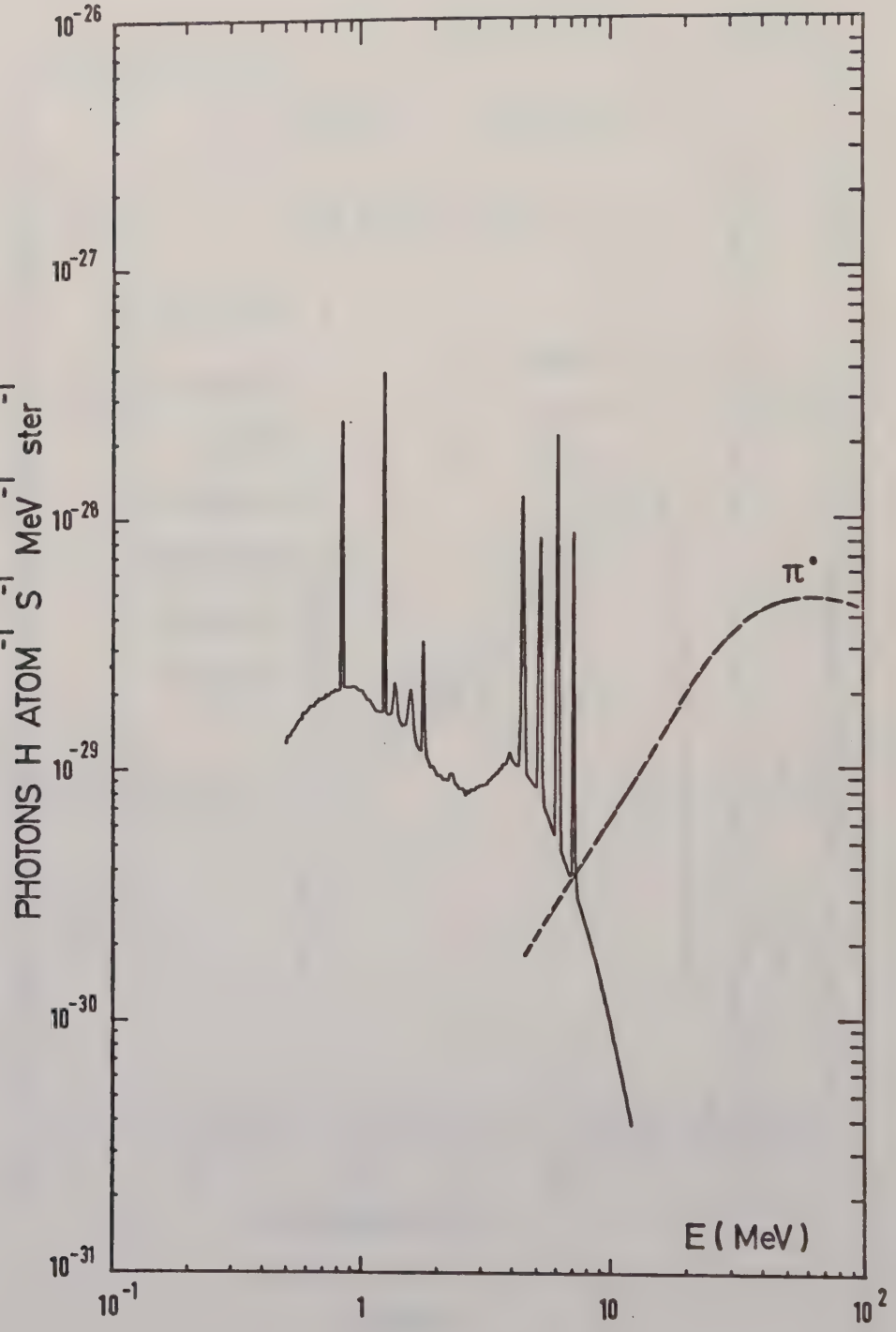
PHOTONS H ATOM^{-1} S^{-1} MeV^{-1} ster^{-1}
10^{-26}
10^{-27}
10^{-28}
10^{-29}
10^{-30}
10^{-31}
10^{-1}
1
10
10^{2}
E (MeV)
π°

Fig. 4

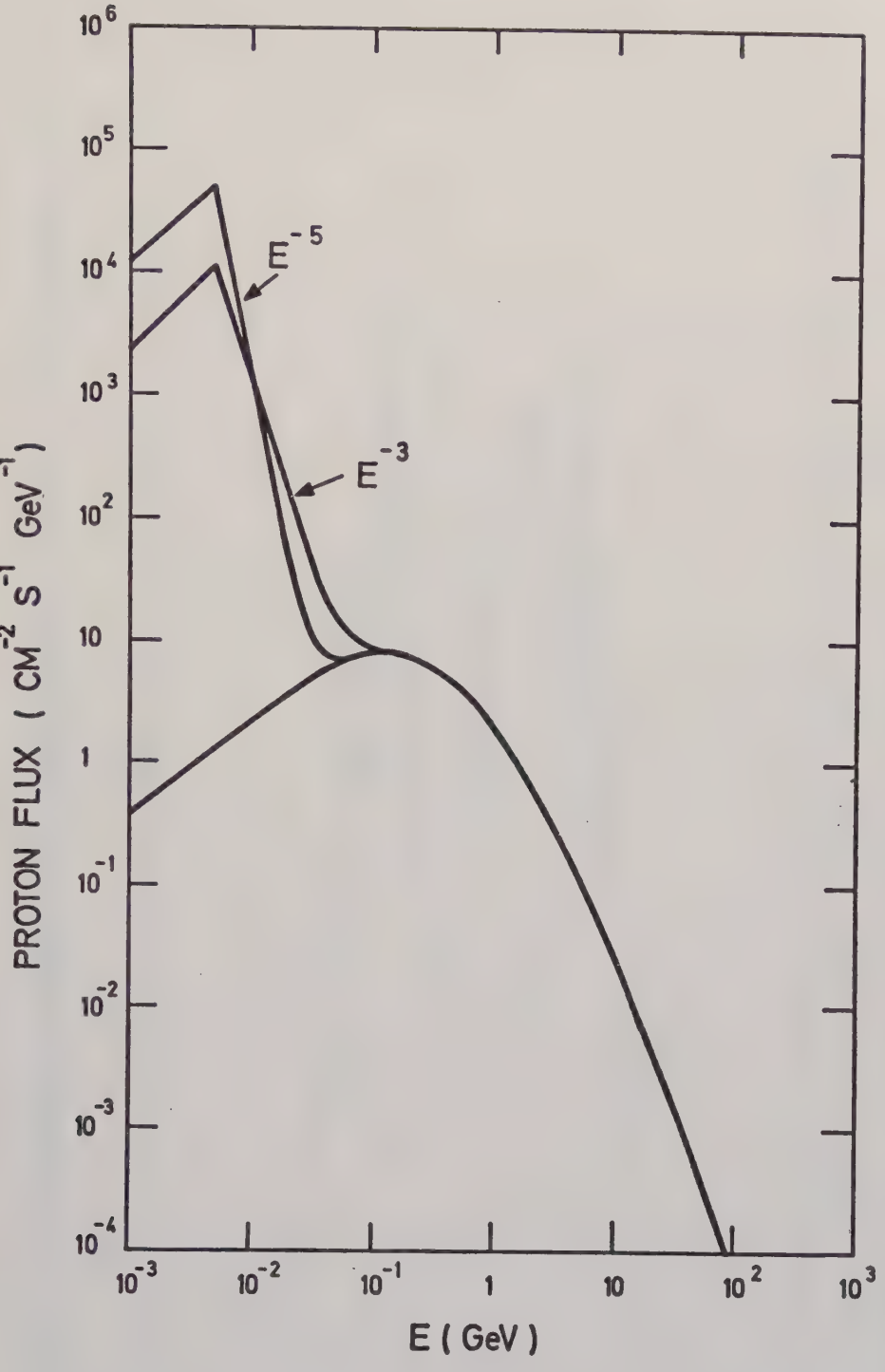
PROTON FLUX (CM^{-2} S^{-1} GeV^{-1})
10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
E^{-5}
E^{-3}
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^2
10^3
E (GeV)

Fig. 5

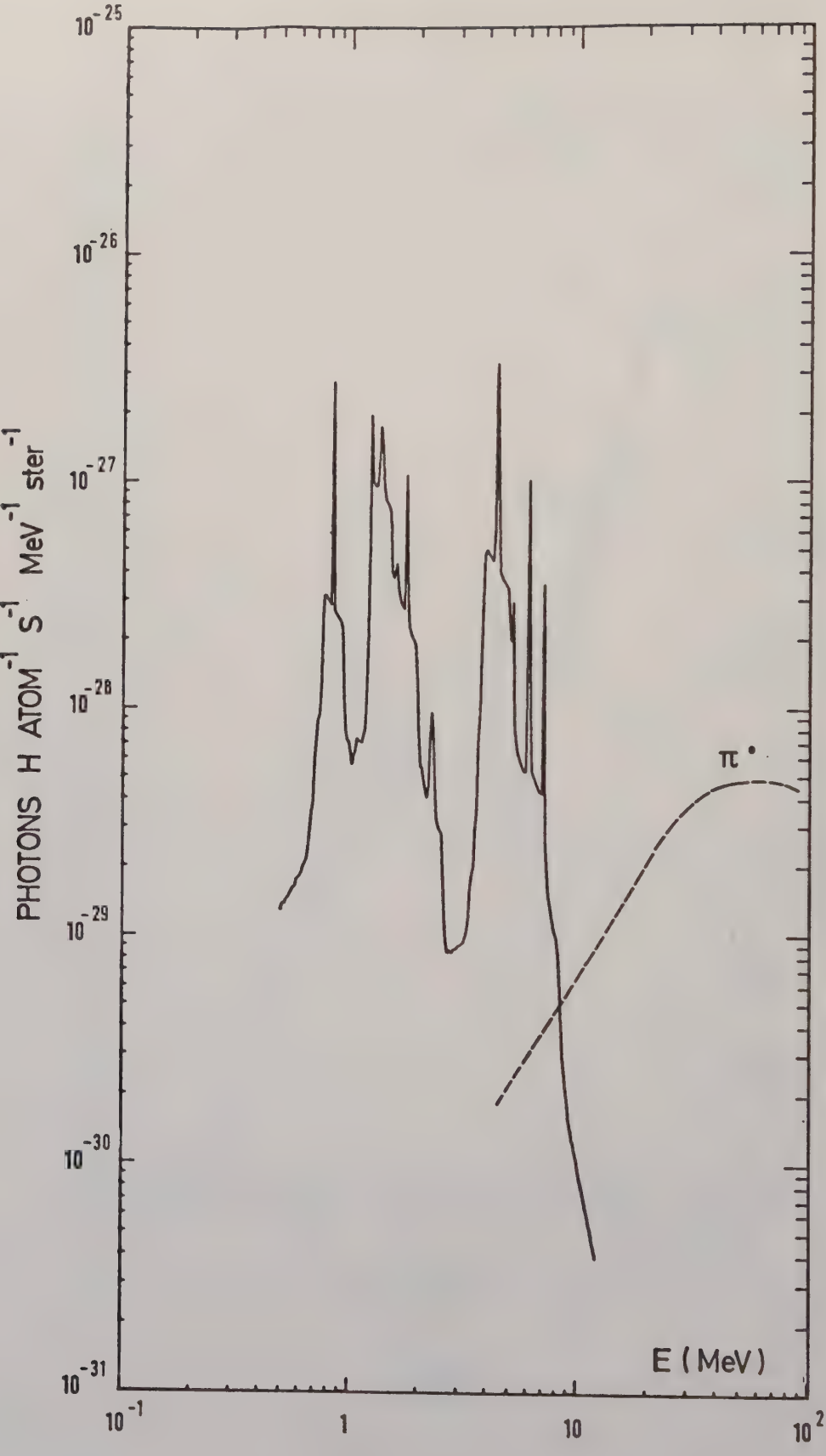
PHOTONS H ATOM^{-1} S^{-1} MeV^{-1} ster^{-1}
10^{-25}
10^{-26}
10^{-27}
10^{-28}
10^{-29}
10^{-30}
10^{-31}
10^{-1}
1
10
10^{2}
π°
E (MeV)

Fig. 6

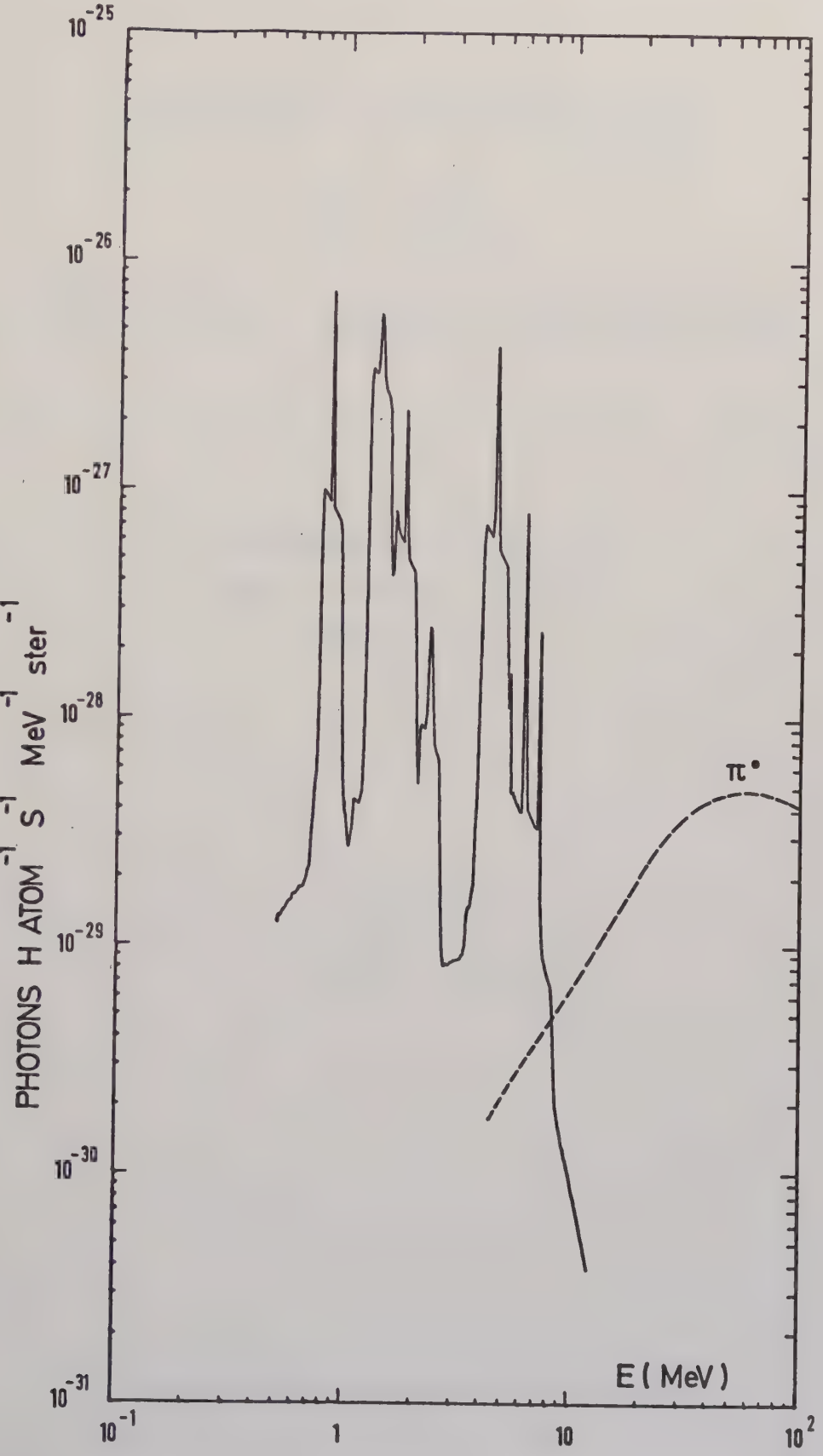
PHOTONS H ATOM^{-1} S^{-1} MeV^{-1} ster^{-1}
10^{-25}
10^{-26}
10^{-27}
10^{-28}
10^{-29}
10^{-30}
10^{-31}
10^{-1}
1
10
10^{2}
E (MeV)
π°

Fig. 7

ISOTOPIC COMPOSITION OF THE PRIMARY COSMIC RADIATION

Proceedings of a Symposium
held in Lyngby, Denmark
March 1971

edited by
Philip M. Dauber

DANISH SPACE RESEARCH INSTITUTE

APPENDICE 6

M. MENEGUZZI, J. AUDOUZE, H. REEVES

La composition isotopique du Be dans le rayonnement cosmique

Présenté au Symposium de Lyngby (Danemark) sur
la Composition Isotopique du Rayonnement Cosmique
Mars 1971

-

Résumé

On montre que le rapport d'abondance Be/B dans le rayonnement cosmique est trop peu sensible pour qu'on puisse en déduire la teneur en ^{10}Be et donc l'âge moyen de ces noyaux. Seuls les rapports d'abondance isotopiques tels que ^{10}Be/^{9}Be peuvent permettre une mesure de cet âge.

THE BERYLLIUM ISOTOPIC COMPOSITION IN COSMIC RAYS

Meneguzzi M., Audouze J., Reeves H.
Astrophysique des Hautes Energies et Milieu Interstellaire
Service d'Electronique Physique - Saclay (France)
Institut d'Astrophysique - Paris (France)

The beryllium isotopic composition in Galactic cosmic rays (GCR) is interesting in two respects: Be^7 decays by electron capture - It is then expected to be stable at high energy and to decay at low energy (Yiou and Raisbeck 1970, and Raisbeck at this Confererence). The radioactive isotope Be^{10} (half life = 2.7×10^6 years) is known to be an indicator of the mean interstellar hydrogen density traversed by GCR, and therefore of the GCR age. If the density is low, most of the Be^{10} produced by spallation has decayed, but for a density of the order of 1 atom cm^{-3} only a small fraction decays (see for instance Shapiro 70).

We have used the calculation presented by Reeves at this conference (Meneguzzi et al. to be published) to investigate the Be isotopic composition. Table 1 shows the results for $n_H = 1$ and $n_H \ll 1$ (n_H = number of H atoms per cm^3 in the interstellar medium). Be^7 is found to be the dominant isotope in both cases.

The Be^7/Be values is still a matter of controversy. The first experimental values gave $Be^7/Be \cong 0.30$ (Kish and Webber (1969), Garcia-Munoz and Simpson (1969), but recently Webber and Kish (1970) give a value of ≥ 0.50. Webber at this conference quotes a value of 0.75 in the range 100 - 200 MeV/Nucleon. Our calculation is in agreement with this last value.

In Fig. 1, the calculated Be/(Li + B) ratio is shown as a function of energy, together with Shapiro's calculation, for $n_H = 1$ and $n_H = 0.1$. The difference between the two calculations gives an indication of the effects of the various uncertainties (mainly the cross sections) the discrepancies between experimental points and the uncertainties in the calculation show that no conclusion can be drawn. Fig. 2 shows the ratio Be^{10}/Be^9 in the same conditions. This ratio seems to be the most sensitive test of the mean hydrogen density traversed by GCR. Its measurement would be of great interest.

	E (MeV N^{-1}) / Ratio	30	100	300	1000	3000	10 000
$n_H = 1$	Be^7/Be	0.73	0.69	0.60	0.54	0.52	0.51
	Be^9/Be	0.21	0.24	0.28	0.27	0.30	0.31
	Be^{10}/Be	0.07	0.08	0.13	0.16	0.19	0.19
	Be^{10}/Be^7	0.32	0.33	0.45	0.55	0.62	0.63
$n_H \ll 1$	Be^7/Be	0.79	0.75	0.69	0.64	0.64	0.63
	Be^9/Be	0.21	0.25	0.32	0.36	0.36	0.37
	Be^{10}/Be	0	0	0	0	0	0

TABLE I

The Beryllium isotopic ratio in G.C.R. The first four lines apply to $n_H = 1$ (essentially no Be^{10} decay) while the last three lines apply to $n_H \ll 1$ (Be^{10} decays entirely).

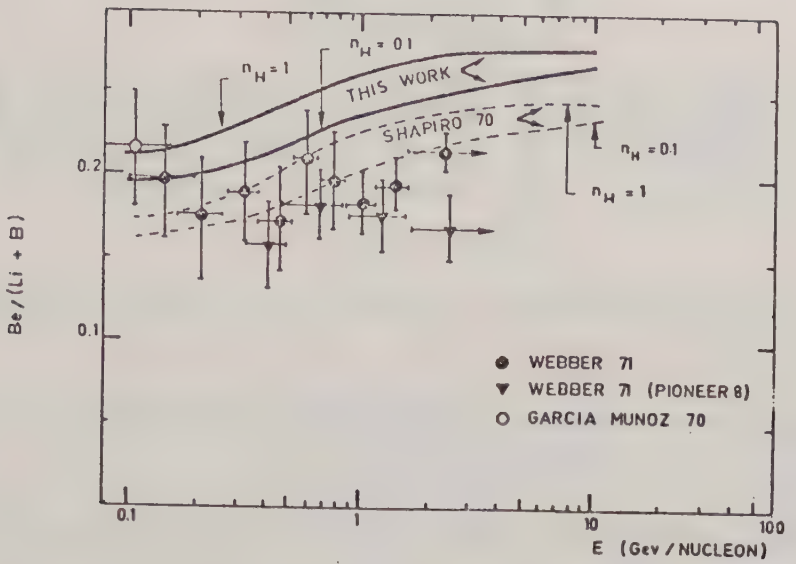

Fig. 1 Ratio of the Be/(Li + B) fluxes as a function of energy and of hydrogen density in interstellar medium (atoms cm^{-3}). At $n_H = 1$ most of the Be^{10} survives and is counted as Be while at $n_H \ll 1$ it decays and appears as B. The two upper curves are from our calculation (Meneguzzi et al. (1971) to be published) while the two lower are from Shapiro et al. (1970). The discrepancy in the curves is within the estimated uncertainties. The experimental points shown by the solid circles are the ones presented by Webber at this meeting.

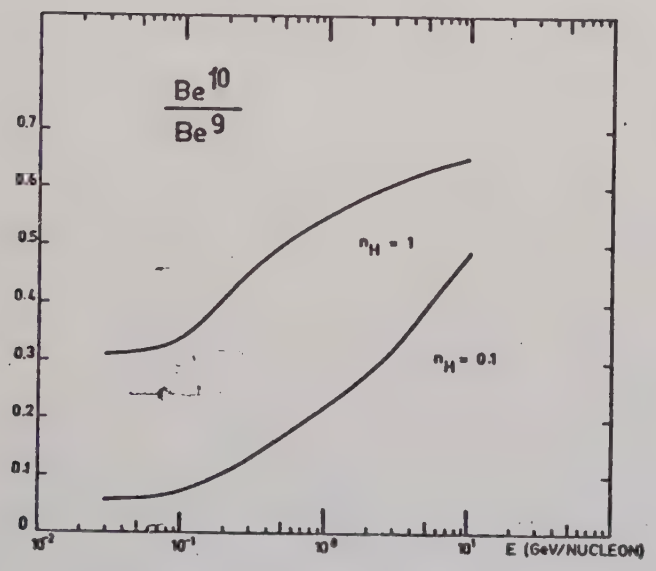

Fig. 2

Ratio of Be^{10}/Be^9 fluxes as a function of energy and interstellar density (H atoms per cm^3). No data is yet available.

REFERENCES

Garcia-Munoz M., Simpson J.A., (1970), Acta Physica, 29, Supp.1, 325.

Kish J.M., Webber W.R., (1969), Midwest Cosmic ray conference - Baton Rouge.

Lezniak J.A., von Rosenvinge T.T., Webber W.R., (1969), Acta Physica 29, Supp. 1, 375.

von Rosenvinge T.T., Ormes J.F., Webber W.R., (1969), Astroph. and Sp. Sci. 3, 80.

Shapiro M.M., Silberberg R., (1970), Annual Rev. of Nucl. Sci. 20, 323.

Webber W.R., Kish J., (1970), Bull. Am. Phys. Soc. 15, 620.

Yiou F., Raisbeck G.H., (1970), Ap. Letters 7, 129.

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

A European Journal

Reprint from
Vol. 15 (1971) pp. 337 - 359
Printed in Germany

The Production of the Elements Li, Be, B by Galactic Cosmic Rays in Space and its Relation with Stellar Observations

M. Meneguzzi, J. Audouze and H. Reeves

Published by Springer-Verlag · Berlin · Heidelberg · New York
on behalf of the Board of Directors

APPENDICE 7

M. MENEGUZZI, J. AUDOUZE, H. REEVES

La production des éléments Li, Be B par le rayonnement cosmique galactique dans l'espace en relation avec les observations stellaires.

Astronomy and Astrophysics, 15, 337

Résumé : Le taux d'enrichissement du gaz interstellaire en éléments L induit par le rayonnement cosmique galactique est calculé en utilisant un modèle de propagation de ces particules dans la Galaxie. On trouve que les données stellaires et méthéoriques sont en accord avec ce modèle, qui rend compte par ailleurs des flux observés des différents noyaux dans le rayonnement cosmique. Cependant, la majeure partie du ^{7}Li doit provenir d'une autre source.

Deux possibilités sont discutées :

a) La synthèse du ^{7}Li par des réactions thermonucléaires dans les étoiles géantes

b) la production du ^{7}Li par spallation due a une composante très intense de rayons cosmiques de basse énergie.

Astron. & Astrophys. 15, 337–359 (1971)

The Production of the Elements Li, Be, B by Galactic Cosmic Rays in Space and its Relation with Stellar Observations

M. Meneguzzi*, J. Audouze* and H. Reeves*
Service d'Electronique Physique, Saclay, and Institut d'Astrophysique de Paris

Received May 28, 1971

The L-element (Li, Be, B) contamination rate of the interstellar gas by nuclear reactions induced by the Galactic Cosmic Rays (G.C.R.) is calculated using a diffusion model of fast moving particles in the Galaxy. The presence of helium in the G.C.R. flux and in the interstellar gas is taken into account.

It is found that most of the stellar and meteoritic data is in agreement with a model which otherwise gives a reasonable account of the G.C.R. observations. This model assumes an injection spectrum in total energy power ($W^{-2.6}$) diffusing in a leaking galaxy with an escape range of 6.3 g cm^{-2}. The intensity, the composition at the source and the spectral shape have remained the same for the last 10^{10} years.

However a large part of the ^{7}Li must come from another source. Two possibilities are discussed: a) thermonuclear ^{7}Li ejected from Giant Stars in "dirty" regions of our Galaxy, b) spallative ^{7}Li generated from an intense low energy component of the G.C.R.

The relative merits of both hypotheses are discussed.

Key words: galactic cosmic rays — Li, Be and B abundances — interstellar gas.

I. Introduction

The presence of the L elements (lithium, beryllium, boron) in our Galaxy (observed in stars and in the solar system) is best explained in terms of the continuous bombardment of interstellar atoms by Galactic Cosmic Rays (G.C.R.). Through spallation reactions, the L-atoms are generated and later decelerated to the thermal energies of the interstellar gas. The process is one of the slowest in nature: one gram of beryllium is the crop of more than 10^5 years in a volume of one cubic astronomical unit ($= 3 \times 10^{39}$ cm^3): New stars are eventually formed out of this gas, which reveal by their absorption features the presence of these atoms in their surface layers.

This so-called "galactogenetic" hypothesis has been presented by Reeves *et al.* (1970) (hereafter called RFH) after it was realized by Ryter *et al.* (1970) that the "autogenetic" hypothesis (L elements formed by stellar flares at the surface of young stars) meets with many difficulties. Some implications of the galactogenetic hypothesis were also studied by Fowler *et al.* (1970) (called FRS) and by Mitler (1970).

One interesting feature of this hypothesis is that it brings together a lot of data which previously appeared unrelated: a consistent model of the origin and propagation of the G.C.R. must not only explain the observed flux of all nuclear species at all energies; it must also account for the abundances of the L-elements in stellar surfaces and in the meteorites (taking, of course, into consideration the possibility of ulterior alterations by realistic physical processes).

Indeed, while the observed flux of the G.C.R. gives information on the present high energy portion of the interstellar spectrum (below several hundred of MeV, our information is blurred by solar modulation effects), the stellar abundances give an integrated rate over all energies and over periods which are comparable to the age of the Galaxy. For instance, to anticipate over the following sections, let us consider the element Be. In stars its abundance is usually found to be in the range $5 \times 10^{-12} <$ Be/H $< 5 \times 10^{-11}$ (Table 3) with 2×10^{-11} as a mean value. Its present rate of formation by G.C.R. in space (using a reasonable demodulation factor) is $= 7 \times 10^{-29}$ H^{-1} s^{-1}. The ratio of these two quantities gives the duration of the process: i.e. 2×10^9 to 2×10^{10} years (10^{10} years for the mean value).

* Contribution du groupe «Astrophysique à Haute Energie et Milieu Interstellaire».

This order-of-magnitude analysis confirms the view that

A) The L elements are made mostly by the action of the G.C.R. in space.

B) The mean flux over the life of the Galaxy is comparable to the present flux in the vicinity of the sun [radioactive isotopes in meteorites confirm the constancy of the flux over the last 10^9 years (Lal and Peters, 1967; Lal, 1969)].

In this paper we plan to consider the problem of the L-elements in the G.C.R. anew and discuss it with respect to all these observable parameters (G.C.R. and stellar data).

The diffusion problem is treated according to the formalism described by Gloeckler and Jokipii (1969) (Section IV) while the solar modulation effects are estimated according to Goldstein *et al.* (1970) (hereafter GFR) which imply in particular that the very low energy interstellar particles ($E < 100$ MeV N^{-1}) are decelerated by the expansion of the solar wind and never reach the vicinity of the earth.

A source composition (or more exactly an injection composition at the sources) is calculated and an energy spectral shape (applicable to all the constituents at the injection) is searched for which would at the same time reproduce:

a) the interstellar flux intensity (and flux ratios) of the various components of the G.C.R. as a function of energy (after appropriate demodulation from solar effects);

b) the abundance of the five L isotopes (^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B) wherever they have been observed (assuming that the G.C.R. has remained constant over the last 10^{10} years);

c) and (if possible) the ionization and the heating of the H I regions in the interstellar gas.

The general plan of this paper is as follows: in section II and III all the relevant data is discussed; in section IV the diffusion model is briefly described; in sections V and VI the high energy component ($E > 2$ GeV N^{-1}) of the observed flux is used to fix the injection composition and leakage range (both assumed to be energy independent); the effect of a G.C.R. flux with an injection spectrum in power law of total energy is computed: the interstellar fluxes give reasonable account of the observations and the total amount of L-elements generated after 10^{10} years is consistent with stellar and solar data on ^{6}Li, ^{9}Be, ^{10}B and ^{11}B.

The data on lithium appears to require another source of ^{7}Li. This may be due to high fluxes at low energy ("carrots") (Section VII) or to a stellar source of thermonuclear ^{7}Li.

Problems related to the interstellar He ratio, to the G.C.R. Be ratios and to the CNO fluxes are discussed in the Appendices.

II. Nuclear Parameters

The measurements of the spallation cross-sections of astrophysical interest are steadily improving in number and in accuracy (Gradsztajn, 1965; Davids *et al.*, 1969; Yiou *et al.*, 1969; Regnier, 1971 and other references to follow). A general compilation is in preparation in our laboratory at Saclay (Tobailem *et al.*, 1971) which has been of great use to us.

One major improvement of the last few years has been the measurement of alpha-induced spallation cross-sections (Crandall, 1956; Pape 1966; Fontes, 1970; Radin, 1970; Mullié and Gauvin, 1971). The high energy cross-sections are usually two or three times larger than for the equivalent proton-induced reaction (from the same target to the same final product). Since the helium to hydrogen ratio is ≈ 0.1 the alpha induced contribution to spallation

Table 1. *Proton induced reaction cross-sections (in* mb*) for the production of* L *elements at high energy ($E > 2$* GeV*) (italicised numbers are experimental)*

Product \ Target	^{56}Fe	^{28}Si	^{24}Mg	^{20}Ne	^{16}O	^{15}N	^{14}N	^{13}C	^{12}C	^{11}B	^{10}B	^{9}Be	^{7}Li	^{7}Be
Mass 11	7	12	12	18	*25*	25	45	20	50					
Mass 10	5	5	5	14	*15*	15	12	16	15	20				
^{10}Be	4	2	2	2	*1*	1	2	3.5	3.5	34				
Mass 9	6	4	4	4	*3.5*	4	6	10	*6*	6.5	25			
^{7}Be	*10*	*4*	*12*	10	*10*	10	*12*	10	*9*	*5.5*	6	7		
^{7}Li	8	6	12	10	*14*	14	10	6	6	18	6	6.5		
Mass 6	10	6	12	10	*14*	14	7	7.5	*7.5*	12	20	10	40	

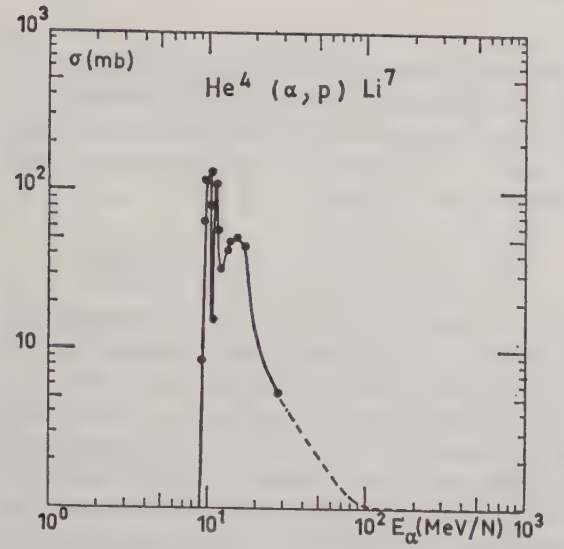

Fig. 1. Excitation curve of ^{4}He (α, p) ^{7}Li. The dots are experimental points. The dashed line is our estimate for the high energy values (see text). The same numerical values were used for the ^{4}He (α, n) ^{7}Be

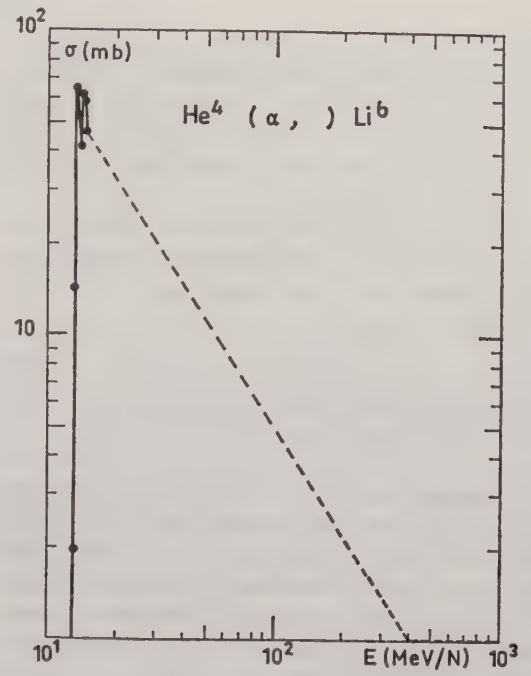

Fig. 2. Excitation curve of ^{4}He (α,) ^{6}Li. The dots are experimental points. The dashed line is our estimate for the high energy values

at high energy is generally 20% of the proton induced contribution. For product nuclei which have a very small proton induced cross-section (such as ^{10}Be) the ratio is appreciably larger.

In the low energy range the situation is quite different. As seen in Fig. 4 the G.C.R. fluxes have about the same energy spectral shape in a scale of energy per nucleon (MeV N^{-1}). In this scale the threshold energies for given alpha-induced reactions are some three to four times lower than for the proton-induced equivalent reactions. Furthermore a fair number of alpha-induced reactions exhibit an important "compound nucleus" peak a few MeV above the threshold. Thus alpha-induced reactions become the dominant processes in the range $E < 20$ MeV N^{-1} range of the G.C.R.

Actual experimental measurements of spallation cross-sections are also useful as basic elements for studies of the spallation systematic behaviour, and for the derivation of empirical relationships. Such studies have been made by Rudstam (1966) (for $A > 40$), Audouze *et al.* (1967) by Lavrukhina *et al.* (1969), and by Silberberg and Tsao (1971).

We have drawn full excitation functions (from measured and estimated points) which have been used in this work. In Table 1 the high energy values of the cross-sections which were used in our computation net-work are given for proton-induced reactions. Some of these values differ slightly, but never very significantly, from the numbers estimated independently by Shapiro and Silberberg (1970). This coherence shows that the nuclear physics aspect of the G.C.R. problem is no more a cause of major uncertainties (at least in the low mass range) except perhaps for the $\alpha + \alpha$ reaction to be discussed next.

The $\alpha + \alpha \rightarrow$ Li, Be *Reactions*

Experimental data is available only in the very low energy range ($E < 30$ MeV/nucleon). Following Hayakawa (1968) and Fowler, Caughlan and Zimmerman (1967) we have used the theory of the detailed balance to calculate the low energy part of the excitation function. Our estimate of the higher energy part of the excitation is based on the fact that similar reactions (at least for larger mass target) are expected to proceed via compound-nucleus formation, and to present a highly peaked cross-section in the corresponding energy range (few tens of MeV). At higher energies they would decrease rapidly (steeper than E^{-1}) and probably level off to a rather low value above 100 MeV[1]).

[1]) Experimental results on ^{16}O and ^{28}Si show that the (α, pn) reaction cross-section falls as E^{-3} from the peak till at least 150 MeV in total energy (Mullié, thesis, 1971).

Discussions with nuclear physicists (in particular with Turkevitch) has led us to estimate that no one of the three processes $^4He + {}^4He \rightarrow {}^7Li$, ^7Be, ^6Li should have a cross-section of more than a few mb above a few hundred MeV N^{-1}.

In Figures 1 and 2 the excitation function for $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7Li$ and ^6Li used in this work are displayed. We have taken the same values for $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7Be$ than for $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7Li$.

III. Astrophysical Parameters

a) Observed G.C.R. *Fluxes*

The results from many groups were used in this work: Webber *et al.*, 1971; Fan *et al.*, 1968; Garcia-Munoz *et al.*, 1969; Lezniak *et al.*, 1969; 1970; O'Dell *et al.*, 1969; Von Rovenvinge *et al.*, 1969; Comstock *et al.*, 1969; Cassé *et al.*, 1970. Our selection has been heavily influenced by the recent review article of Shapiro and Silberberg (1970).

In Table 2, the high energy fluxes composition for those species which are relevant to our calculation are tabulated (normalized to 100 for carbon). Other observational results will appear in Figs. 3–8, 14, 19.

b) Interstellar Abundances

For the interstellar abundances we have used the "universal" abundances (Cameron, 1968). For the

Table 2

Z	G.C.R. observed composition	Interstellar G.C.R. flux calculated (this work)	Source G.C.R. flux calculated	Source G.C.R. flux used (this work)
1	5.8×10^4	5.8×10^4	4.2×10^4	4.2×10^4
2	3.4×10^3	3.4×10^3	3.0×10^3	3.0×10^3
3	16 ± 2 (*a*)	16	0	0
4	11 ± 3 (*a*)	12	0	0
5	27 ± 3 (*a*)	25	0	0
6	100	100	100	100
7	27 ± 2 (*a*)	26	(see text)	11 (see text)
8	86 ± 4 (*a*)	88	105 (*a*)	110
10	20 ± 2 (*a*)	19	20 (*a*)	25
12	21 ± 2 (*a*)	20	23 (*a*)	29
14	15 ± 2 (*a*)	17	20 (*a*)	26
26	11.3 ± 1.4 (*a*)	12	23 (*a*)	25

High energy ($E > 2$ GeV) G.C.R. fluxes. The values denoted by (*a*) are from Shapiro and Silberberg (1970). The slightly larger values used here (fifth column) are expected to compensate our neglecting the production of secondary $A > 15$.

still unsettled case of the helium abundance (Danziger, 1970) (Burbidge, 1969) we have taken $n_{He}/n_H = 0.1$. In the appendix A we have let n_{He}/n_H vary from 0.05 to 0.15 to study the importance of this parameter (after a suggestion by Jones).

c) Observations of Li, Be, B *in Stars*

The relevant observations have been summarized and discussed by Wallerstein and Conti (1969). We shall only give a review of the pertinent data.

The T Tauri stars (young stars, $\tau = 10^7$ years) in gravitational contraction show large abundances of lithium, with Li/H ranging from 8×10^{-10} to 4×10^{-9}. No data is available on $^7Li/^6Li$ or on Be.

Early type stars (with very shallow surface convective zone) of young clusters (Pleiades $= 5 \times 10^7$ years; Hyades 5×10^8 years) have lithium abundances in the range 3×10^{-10} to 2×10^{-9}. Since very little destruction is expected to have taken place by thermonuclear reactions in the surface of these stars, the abundances reported are most likely those of the interstellar gas from which they were formed (spallation in the stellar atmosphere is assumed here to be negligible).

Later type stars of the same clusters show smaller Li abundance, decreasing with spectral class for a given cluster and with age when stars of the same spectral class are considered. This effect can reasonably be assigned to nuclear reactions at the bottom of the convective zone (the mean temperature of this zone increases with spectral type in the sense F → G → K). This effect has been discussed by Greenstein and Richardson (1951) and also by Herbig and his collaborators (see for instance Herbig, 1965).

The combined abundances of ^7Li, ^6Li and ^9Be can only be measured for slowly rotating bright F and G stars. In Table 3 we present a stellar "pedigree" of those stars for which Li and Be values (or upper limits) are reported in the literature. Together with the name and the spectral classes, the visual magnitude, the $B - V$ index, the luminosity in solar units, the surface effective temperature are estimated from the correspondence between the spectral type (Morton and Anders, 1968) the luminosity and the evolutionary tracks of Iben, 1967. (For this task we have been greatly helped by Mrs. Claude Chevalier.)

The rotation velocities (or their limits) were obtained from Herbig and Spalding (1955) and from Sletteback (1955).

In the last four columns the Li, Be and the Li/Be and $^7Li/^6Li$ values are listed. The Be/H ratios

range from 5×10^{-12} to 5×10^{-11} in stars, which show no sign of peculiar effects. There seems to be an increase of Be with spectral class (from F to G) or with stellar age. In the present work we do not attempt to explain this correlation; we estimate a mean value

$Be/H = 2 \times 10^{-11}$, mean stellar value

which we shall use in the future discussion.

The Li/Be ratio ranges from more than one hundred (mostly F0 to F5 stars) to a few units (in late F and early G stars). As discussed before, this correlation can qualitatively be related to the increasing depth of the surface convective zone. However some difficulties will appear shortly.

About fifteen stars have been searched for all three isotopes ^6Li, ^7Li, ^9Be. The $^7Li/^6Li$ ratio range from 2 to more than 10 (^6Li unobservable). Six stars do show $^6Li(^7Li/^6Li < 4)$. Five of them (νAnd, 10Tau, βCom, ιPer, ξUmaA) have rather similar values of Li and Be (see table). We shall name them the "G.C.R." stars for reasons which will soon become apparent.

The average ratios of L elements in these stars is

$Li/H = 2 \times 10^{-10}$	G.C.R. Stars
$Be/H = 3 \times 10^{-11}$	
$Li/Be = 7$	
$^7Li/^6Li = 2.5$	

We recall that the lifetimes τ against thermonuclear destruction are in the following order:

$$\tau(^6Li) \ll \tau(^7Li) \ll \tau(^9Be) .$$

Hence (unless more complicated effects have taken place) we expect that the stars with the lowest $^7Li/^6Li$ should have suffered the least thermonuclear destruction. Conversely, quoting Wallerstein and Conti: "It will be noticed that the earliest F stars, those containing the most Li, and which should not have had their initial light element content modified by mixing, contain no evidence for ^6Li".

d) The Solar System

During the last I.A.U. meeting in Brighton (Aug. 1970) a panel of experts on the spectroscopic determination of Li and Be gathered to discuss the solar observations.

The values given below were generally accepted. For boron one has only an upper limit (Engvold, 1970)

$Li/H = 10^{-11}$	Solar values
$Be/H = 10^{-11}$	
$B/H < 3 \times 10^{-10}$	

In the planetary system more accurate data is available but chemical fractionation may have blurred the initial picture. We shall, at any rate, put greater weight on the interpretation of isotopic ratios (Li and B) than on element ratios. The remarkable constancy of isotopic ratios in the various spots in which they have been measured (for lithium the constancy is better than 3% for lunar, terrestrial and meteoritic samples) certainly excludes important chemical isotopic separation. The values are (Krankovsky and Muller, 1967; Bernas *et al.*, 1969; Shima, 1962)

$^7Li/^6Li = 12.5 \pm 0.3$	Planets
$^{11}B/^{10}B = 4 \pm 0.4$	

For comparison with stellar data the planetary element abundances are normalized by taking their abundances with respect to silicon abundances and then the solar ratio of H/Si (Sill and Willis, 1962; Grevesse, 1968, 1969; Quijano-Rico and Wänke, 1969).

$Li/H = 1.2 \times 10^{-9}$ ($^6Li = 10^{-10}$, $^7Li = 1.1 \times 10^{-9}$)
$Be/H = 2 \times 10^{-11}$ Planets
B/H from 2×10^{-10} to 8×10^{-9}

The range of B/H is correlated with petrographical properties, hence implies important chemical fractionation.

We note that the planetary lithium is quite comparable to the T Tauri or young clusters value ($= 10^{-9}$). In the same manner the planetary beryllium value agrees with our "mean stellar value" ($= 2 \times 10^{-11}$).

The solar value of Li and the upper limit on $^7Li/^6Li$ shows that heavy destruction of solar lithium must have taken place (most likely by thermonuclear destruction in the surface convective zone). The agreement between solar and planetary beryllium

Table 3. *In this table are listed the stars for which* Li *and/or* Be *have been measured. For each object we give the spectral type* Sp, *the visual magnitude Mv, the spectral index B−V, the luminosity compared to the solar luminosity* (log $L/L_\odot$), *the effective temperature* log T_e; *the mass and the age obtained from Iben's tracks the rotational velocity or its upper limit, the observed abundance of* Li *and* Be *and the ratios* Li/Be *and* ^{7}Li/^{6}Li. *Finally in a column labelled "remarks" the specific features of the object are given* (V.B. = *visual binary* — S.B = *spectroscopical binary).*

Star	Sp.	*Mv*	*B−V*	log $L/L_\odot$	log T_e	$M/M_\odot$	Years
ξ Serp	F0 IV	1.9	0.27	1.16	3.89	1.7	4.0×10^8
η Lep	F0 V	2.4	0.32	0.96	3.872	1.8	1.0×10^9
χ Leo	F2 III IV	1.5	0.33	1.32	3.87	2.0	1×10^9
γ Vir N	F0 V	3.3	0.35	0.60	3.864	1.35	1×10^8
γ Vir S	F0 V	3.3	0.35	0.60	3.864	1.35	1×10^8
45 Tau	F2 V	2.7	0.36	0.84	3.86	1.5	1×10^9
σ Boo	F2 V	3.5	0.38	0.52	3.85	1.35	5×10^9
α Cmi	F5 IV V	2.6	0.40	0.88	3.845	1.75	1×10^9
HR 5110	F2 IV	1.4	0.40	1.36	3.845	2.0	1×10^9
θ Cyg	F4 V	3.6	0.40	0.48	3.845	1.50	5×10^7
ι Leo	F2 IV	2.3	0.41	1.0	3.84	1.60	1×10^9
η Ari	F5 V	3.2	0.44	0.64	3.83	1.20	2×10^9
ι Peg	F5 V	3.1	0.44	0.68	3.83	1.25	2.5×10^9
π^3 Ori	F6 V	3.7	0.45	0.44	3.825	1.25	1.5×10^9
40 Leo	F6 IV	3.2	0.45	0.64	3.825	1.25	2.5×10^9
θ Uma	F6 IV	1.8	0.46	1.20	3.82	1.8	1.3×10^9
110 Her	F6 V	2.6	0.46	0.88	3.82	1.4	2×10^9
γ Lep A	F6 V	4.0	0.47	0.32	3.818	1.2	5×10^7
χ Cnc	F6 V	4.1	0.47	0.28	3.818	1.2	5×10^7
ν Serp	F6 V	3.0	0.47	0.72	3.818	1.25	3×10^9
θ Per	F7 V	3.5	0.48	0.52	3.815	1.25	2×10^9
τ Boo	F7 V	3.3	0.48	0.60	3.815	1.3	2×10^9
ξ Peg	F7 V	3.1	0.50	0.68	3.810	1.3	2.5×10^9
ι Psc	F7 V	3.1	0.51	0.68	3.804	1.15	2.5×10^9
ν And	F8 V	3.1	0.54	0.68	3.793	1.20	2.5×10^9
β Vir	F8 V	3.6	0.55	0.48	3.79	1.15	3×10^9
10 Tau	F8 V	3.0	0.57	0.72	3.79	1.20	4×10^9
β Com	G0 V	4.7	0.58	0.04	3.78	1.0	1×10^8
η Boo	G0 IV	2.7	0.58	0.84	3.78	1.3	3×10^9
χ Her	F9 V	3.3	0.58	0.60	3.78	1.1	4×10^9
ι Per	G0 V	3.2	0.59	0.64	3.777	1.15	4.5×10^9
ξ Uma A	G0 V	4.3	0.59	0.20	3.777	1.0	5×10^9
χ' Ori	G0 V	4.4	0.60	0.16	3.773	1.0	4×10^9
β Cvn	G0 V	4.1	0.61	0.28	3.77	1.0	6×10^9
λ Ser	G0 V	4.2	0.61	0.24	3.77	1.0	4.5×10^9
ζ Her	G0 IV	2.6	0.66	0.88	3.75	1.3	3×10^9
Sun	G2	4.8	0.62	0.0	3.762	1.0	4.5×10^9
δ Eri	K0 IV	3.7	0.93	0.44	3.70	1.0	7×10^9

shows that the mean temperature at the bottom of the convective zone has not been hot enough to destroy the Be nuclei.

It is tempting to assume that the partial destruction of ^{6}Li in the planetary material is also due to nuclear effects *before* the formation of the planets. For a number of reasons to be developed in Reeves (1971) (amongst others the presence of the much more fragile deuterium atoms in the planetary material), this assumption appears untenable.

e) The Properties of the Interstellar Medium

The mechanism responsible for the heating and ionization of H I regions in the interstellar medium is not yet identified (Bergeron and Souffrin, 1971). Several workers have considered the low energy component of the G.C.R. as a possible candidate (Hayakawa, 1961; Spitzer and Tomasko, 1968; Pikelner, 1968; Balasubrahmanian *et al.*, 1968; Goldsmith *et al.*, 1969; Hjellming, 1969; Hjellming *et al.*, 1969; Pacheco, 1969).

Table 3 (continued)

Star	$v \sin i$ (km/s)	Li/H	Be/H	Li/Be	$^7Li/^6Li$	Remarks
ξ Serp	—	5×10^{-10}	2×10^{-12}	2.5×10^2	—	
η Lep	< 25	4×10^{-10}	5×10^{-12}	8×10^1	> 10	
χ Leo	< 25	$< 4 \times 10^{-10}$	$< 2 \times 10^{-11}$	—	—	
γ Vir N	25	2×10^{-9}	4×10^{-12}	5×10^2	> 10	V.B.
γ Vir S	40	8×10^{-10}	3.3×10^{-12}	2.5×10^2	—	V.B.
45 Tau	—	6.4×10^{-10}	4×10^{-12}	1.6×10^2	> 10	belongs to Hyades
σ Boo	< 15	$< 6 \times 10^{-10}$	$< 1.3 \times 10^{-12}$	—	—	
α Cmi	< 15	$< 6.4 \times 10^{-11}$	$< 0.25 \times 10^{-12}$	—	—	V.B.
HR 5110	< 25	$< 2.8 \times 10^{-10}$	$< 2.5 \times 10^{-12}$	—	—	S B
θ Cyg	—	$< 2 \times 10^{-10}$	$< 0.6 \times 10^{-12}$	—	—	
ι Leo	< 25	8×10^{-10}	8×10^{-12}	1.0×10^2	> 10	double
η Ari	< 20	5.2×10^{-10}	8×10^{-12}	6.5×10^1	—	
ι Peg	< 25	8×10^{-10}	1×10^{-11}	8×10^1	2	S B period 10.2 d
π^3 Ori	20	1.3×10^{-10}	3.2×10^{-12}	4×10^1	—	
40 Leo	20	$< 1.7 \times 10^{-10}$	$< 1.3 \times 10^{-12}$	—	—	
θ Uma	< 15	6.2×10^{-10}	8×10^{-12}	8×10^1	—	
110 Her	< 25	$< 5 \times 10^{-11}$	3.2×10^{-12}	$< 1.6 \times 10^1$	—	
γ Lep A	—	4×10^{-10}	1.0×10^{-11}	4×10^1	> 10	double (?)
χ Cnc	< 20	8×10^{-10}	8×10^{-12}	1×10^2	—	
ν Serp	< 25	1.7×10^{-10}	1.3×10^{-11}	1.3×10^1	—	
θ Per	< 25	4×10^{-10}	3.2×10^{-11}	1.3×10^1	10	double
τ Boo	< 15	$< 1.3 \times 10^{-10}$	3.2×10^{-12}	$< 4 \times 10^1$	—	companion M2
ξ Peg	< 25	1.3×10^{-10}	1.0×10^{-11}	1.3×10^1	> 10	
ι Psc	< 25	$< 3.3 \times 10^{-11}$	8×10^{-12}	< 4	—	
ν And	< 15	8×10^{-11}	1.3×10^{-11}	6	2	
β Vir	< 25	$< 5 \times 10^{-11}$	1.3×10^{-11}	< 4	—	
10 Tau	—	2×10^{-10}	5×10^{-11}	4	2	
β Com	< 20	2.5×10^{-10}	3.2×10^{-11}	8	2.5	
η Boo	20	$< 3.3 \times 10^{-11}$	$< 3.3 \times 10^{-12}$	—	—	S.B. subgiant
χ Her	< 15	5.2×10^{-10}	1.2×10^{-11}	4×10^1	> 10	
ι Per	< 15	1.6×10^{-10}	5.0×10^{-11}	3	3	
ξ Uma A	< 25	2.5×10^{-10}	4.0×10^{-11}	6	4	close V.B.
χ' Ori	< 20	3.2×10^{-10}	1.6×10^{-11}	2×10^1	> 10	
β Cvn	< 15	$< 5 \times 10^{-11}$	2.5×10^{-11}	< 2	—	
λ Ser	< 20	$< 6.6 \times 10^{-11}$	2×10^{-11}	< 3.3	—	V.V. (?) variable
ζ Her	< 15	$< 3.3 \times 10^{-11}$	$< 2.1 \times 10^{-11}$	—	—	close V.B. subgiant
Sun	< 15	$\cong 10^{-11}$	1.2×10^{-11}	$\cong 1.2$	> 10	
δ Eri	< 15	3×10^{-11}	2×10^{-11}	1.5	> 10	

The main parameter is ζ_H, the probability of ionization of one interstellar hydrogen atom per second. The total ionization rate per sec per nucleon is then (Eq. (10))

$$\zeta_n = \frac{n_H \zeta_H + n_{He} \zeta_{He}}{n_H + 4 n_{He}} = \frac{\zeta_H + (n_{He}/n_H)\, \zeta_{He}}{1 + 4 n_{He}/n_H} \cong 0.79\, \zeta_H .$$

According to various authors (Spitzer and Scott, 1969) the present state of the theory of interstellar matter requires

$$\boxed{\zeta_H = 5 \times 10^{-16}\ s^{-1}}$$

Also Field, Goldsmith and Habing (1969) and Pacheco (1970) have estimated:

$$\boxed{\zeta_H < 10^{-15}\ s^{-1}}.$$

IV. The Diffusion Model

The general problem of the diffusion of fast particles in the Galaxy has been treated by many authors, in particular by Ginzburg and Syrovatsky (1964). In its most realistic form, one should consider the following physical conditions: a number of point-source objects distributed throughout a large but

finite volume (the Galaxy) emit, in a time varying fashion, a flux of fast particles with a broad energy spectrum. The particles propagate in a diffusion-like motion within the Galaxy and have a certain probability of escaping the Galaxy when they reach the outer surface. The model considered here simplifies the calculation by the following assumptions.

The sources are distributed homogeneously throughout the Galaxy (the particles are emitted from everywhere) and emit continuously a time independent spectrum of high energy particles. Since we are mainly interested in the production of L-atoms and since these atoms, absent from the sources, are created *in fact* during the space journey of the parent nuclei, this approximation appears to be justified. However, at very low energy, the situation may be different since the particles do not reach very far from the sources. This problem is under study (Pacheco, 1971; Cesarsky to be published).

Instead of treating a diffusion process in a finite volume with a partially leaking surface we consider an infinite volume but add in the diffusion equation an extra term which represents the escape by a "castastrophic" loss. In other words a geometrical property becomes an intrinsic property of each particle. Jones (1970) has discussed the value of the approximation. The mean free path against escape $\Lambda_e = \varrho\, v\, \tau_e$ is assumed to be independent of energy, which implies that τ_e, the lifetime against escape, increases with decreasing energy, quite a reasonable assumption. We assume also that Λ_e is the same for all nuclear species at all energies.

Local fluxes are assumed to have reached equilibrium between injection, deceleration and catastrophic loss terms (steady-state). The transport equation, which gives the steady-state density for nuclei i in the G.C.R. is

$$\begin{aligned}\frac{\partial N_i(E)}{\partial t} = 0 = &-\frac{N_i(E)}{\tau_e} - \frac{N_i(E)}{\gamma\,\tau_i} + Q_i(E)\\ &+ \frac{\partial}{\partial E}\left(b_i(E)\, N_i(E)\right)\\ &- \left[\sigma_{\alpha i}(E)\, n_{\mathrm{He}} + \sigma_{pi}(E)\, n_{\mathrm{H}}\right] v_i\, N_i(E)\\ &+ \sum_j \int_0^\infty N_j(E')\left[n_{\mathrm{He}}\,\sigma_{\alpha j i}(E, E')\right.\\ &\left. + n_{\mathrm{H}}\,\sigma_{pji}(E, E')\right] v_j\, dE' \qquad (1)\end{aligned}$$

where $N_i(E)$ is the cosmic ray number density of species i at energy per nucleon E, τ_i is the decay lifetime for unstable nuclei (such as ^{10}Be) and γ the Lorentz factor for time dilation; $Q_i(E)$ is the source term of primary particles (assumed to be constant in time and space); $b_i(E) = -\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_i$ the energy loss per nucleon per sec by ionization, $\sigma_{\alpha j}$ and σ_{pi} are total destruction cross-sections of the nuclei by alphas and protons respectively; n_{He} and n_{H} are the (mean) number densities of helium and hydrogen in the interstellar gas; $\sigma_{\alpha j i}$ and σ_{pji} are the spallation cross-sections for the production of the nucleus i by bombardement of the target j by alpha or protons; E and E' are the kinetic energy per nucleon of the product (i) and the parent (j) and v_i is the velocity of the particle i.

Unless otherwise noted, energies are always in energy per nucleon. From (1) the following equation is derived for the omnidirectional flux $\phi_i = N_i\, v_i$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi_i}{\partial X} = 0 = &-\frac{\phi_i}{\Lambda_i} + \frac{\partial}{\partial E}\left(w_i\, \phi_i\right) + q_i\\ &+ \int_0^\infty \sum_{j \neq i} \phi_j(E')\left[\frac{\sigma_{pji}(E, E') + \frac{n_{\mathrm{He}}}{n_{\mathrm{H}}}\sigma_{\alpha j i}(E, E')}{M_p + (n_{\mathrm{He}}/n_{\mathrm{H}})\, M_\alpha}\right] dE' \qquad (2)\end{aligned}$$

where X is the amount of the matter traversed (path length) in g cm^{-2}, Λ_i is the loss range of energetic particles against the combined effect of decay, nuclear destruction by interstellar particle or leakage from the Galaxy:

$$\frac{1}{\Lambda_i} = \frac{1}{\varrho\, v\, \tau_i\, \gamma_i} + \frac{\sigma_{pi} + \frac{n_\alpha}{n_p}\sigma_{\alpha i}}{M_p + \frac{n_\alpha}{n_p} M_p} + \frac{1}{\Lambda_e} \qquad (3)$$

where $\varrho = n_{\mathrm{H}}\, M_{\mathrm{H}} + n_{\mathrm{He}}\, M_{\mathrm{He}}$ is the density of the interstellar gas (the contribution of heavier elements is negligible); w_i is the rate of energy loss per g cm^{-2} ($w_i = b_i/\varrho\, v_i$) (both interstellar hydrogen and helium are considered) and $q_i = Q_i/(n_{\mathrm{H}}\, M_{\mathrm{H}} + n_{\mathrm{He}}\, M_{\mathrm{He}})$. The solution of (2) is then:

$$\begin{aligned}\phi_i(E) = &\frac{1}{w_i(E)} \int_E^\infty dE'\\ &\cdot \left[q_i(E') + \sum_j \int_0^\infty dE''\, \phi_j(E'')\, \frac{\frac{n_\alpha}{n_p}\sigma_{\alpha j i} + \sigma_{pji}}{M_p + M_\alpha \frac{n_\alpha}{n_p}}\right.\\ &\left. \times \exp\left(-\frac{R_i(E') - R_i(E)}{\Lambda_i}\right)\right] \qquad (4)\end{aligned}$$

where $R_i(E) = \int_0^E dE'/w_i(E')$ is the ionization range of the particle i at energy E per nucleon (in g cm^{-2}).

The exponential function in the integral[2]) represents, in effect, the probability that a particle injected or nuclearly produced at energy E' will survive and be counted in the flux at energy E. Throughout this calculation we have set

$$\sigma(E, E') = \sigma(E')\,\delta(E - E') \tag{5}$$

for proton and alpha induced cross-sections except for the [$\alpha + \alpha \rightarrow {}^6$Li, ^{7}Li, Be^7], for which we use: (the final nuclei move at about one half of the velocity of the incident α)

$$\sigma(E, E') = \sigma(E')\,\delta(E - E'/4) \tag{6}$$

the Eq. (4) gives the interstellar flux $\phi_i(E)$ for each nuclear species i. It is worth recalling that the steady state hypothesis considered here is equivalent to the assumption of an exponential path length distribution $p(X)$:

$$p(X) \sim \exp[-X/\Lambda]\,. \tag{7}$$

Such a distribution was used with much success by Shapiro and Silberberg (1970) to fit the observed fluxes.

In a recent work (hereafter LRF) Lingenfelter *et al.* (1971) give reasons to believe that the path length distributions may be flatter than the exponential distribution. The effect of this distribution (LRF) will be discussed later on.

Each of the fast nuclei of the G.C.R. flux is faced with three possible fates: a) nuclear destruction (or decay); b) escape from the Galaxy (for our purpose they are lost) and c) deceleration to thermal interstellar energies and incorporation into the gas.

The number of thermalized nuclei added to the interstellar medium $\frac{dn_i}{dt}$ (in cm^{-3} s^{-1}) is, in fact, the sum of two contributions:

a) spallation of interstellar heavy nuclei by fast protons and alphas. In this case, the recoil energy of the L elements is low (a few MeV N^{-1}) and the rate of thermalisation is equal to the rate of production.

b) spallation of fast heavy nuclei by interstellar hydrogen and helium. In this case we must calculate the "current" of particles in energy space $[N_i(E)b_i(E)]$ and compute its value at an appropriately low energy. Below one MeV N^{-1} all nuclear processes are inoperant and the ionization range $R_i(E)$ (Eq. (4)) becomes much smaller than the loss range Λ_i (Eq. (3)). Hence, for secondary particles (for which $q_i = 0$), Eq. (1) reduces to

$$\frac{\partial}{\partial E}(N_i b_i) = 0, E \leqq 1 \text{ MeV}\,. \tag{8}$$

In other words, the current in energy space remains constant all the way down to the thermalization energies. As the function $b_i(E)$ is rather poorly known below a few hundred of keV, it will be convenient to compute this current at one MeV.

Summing the two contributions (a) and (b) we get:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = N_i(E)b_i(E) + \sum_j \int_0^\infty [\sigma_{pji}(E')\,\phi_p(E') + \sigma_{\alpha ji}(E')\,\phi_\alpha(E')]\,n_j\,dE'\,. \tag{9}$$

The mean ionization rate ζ_n per nucleon in the gas[3]) can be written as

$$\zeta_n = \frac{\sum_i A_i \int_0^\infty N_i(E)\frac{b_i(E)}{\Lambda_i(E)}dE}{\sum_k n_k A_k} \cong \frac{\sum_k n_k Z_k \sum_i Z_i^2 \int \phi_i(E)\frac{\varepsilon_{HH}(E)}{\Delta E} M_H}{\sum_k n_k A_k} \cong 1.7 \int \phi_p(E)\frac{\varepsilon_{HH}(E)}{\Delta E} M_H\,dE \cong 0.79\,\zeta_H \tag{10}$$

where $\Delta_i(E)$ is the energy loss per ionization and ΔE its mean value ($\cong$36 eV); ε_{HH} is the standard energy loss (g^{-1} cm^2) of protons in hydrogen $\left(\varepsilon_{HH} = \frac{\sigma_{ion}\,\Delta E}{M_H}\right)$ σ_{ion} is the ionization cross-section.

For neutral hydrogen the expression (the Bethe's formula)

$$\varepsilon_{HH} = 3.05 \times 10^{-4}\,\beta^{-2}\left[11.06 + \ln\frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2\right] \text{ GeV g}^{-1}\text{ cm}^2 \tag{12}$$

fits the best calculated curve from 0.5 MeV to several GeV ($\beta = v/c$).

[2]) For radioactive isotopes, Λ_i is energy dependent, and one must replace the exponential in Eq. (4) by:

$$\exp\left[-\int_E^{E'} \frac{dE''}{w_i(E'')\Lambda_i(E'')}\right].$$

[3]) The quantity J used in Salpeter and Wickramasinghe (1969) and in F.R.S. ($J \equiv 1.3 \times 10^{16}\,\xi_H$) takes for a non-relativistic energy spectrum the approximate but very useful form

$$J = \sum_k n_k Z_k \sum_i Z_i^2 \int \phi_i \left(\frac{1\text{ MeV}}{E}\right) dE \cong 2.5 \int \phi_i \left(\frac{1\text{ MeV}}{E}\right) dE \tag{13}$$

In these units the observations mentioned in section III d require $J \cong 6$ but $J < 10$.

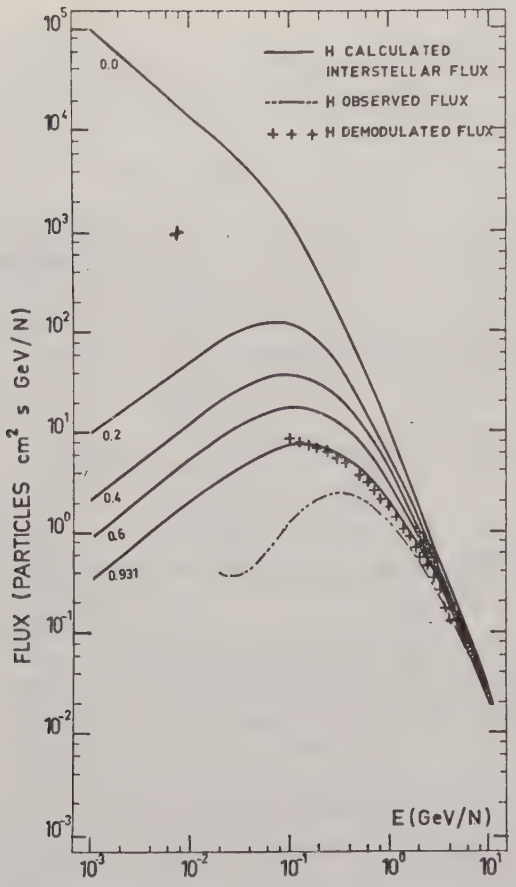

Fig. 3. Interstellar H energy spectra from an injection spectrum proportional to $(E_0 + E)^{-2.6}$ where E is the kinetic energy (GeV N^{-1}) and E_0 a parameter varying from 0 to 0.931 GeV N^{-1}. The curves are labelled by the corresponding E_0. Also shown is the observed H energy spectrum at solar minimum and the demodulated H spectrum as calculated by G.F.R.. The injection flux in total energy power ($E_0 = 0.931$ GeV) appears to fit very well the spectrum demodulated from solar effect

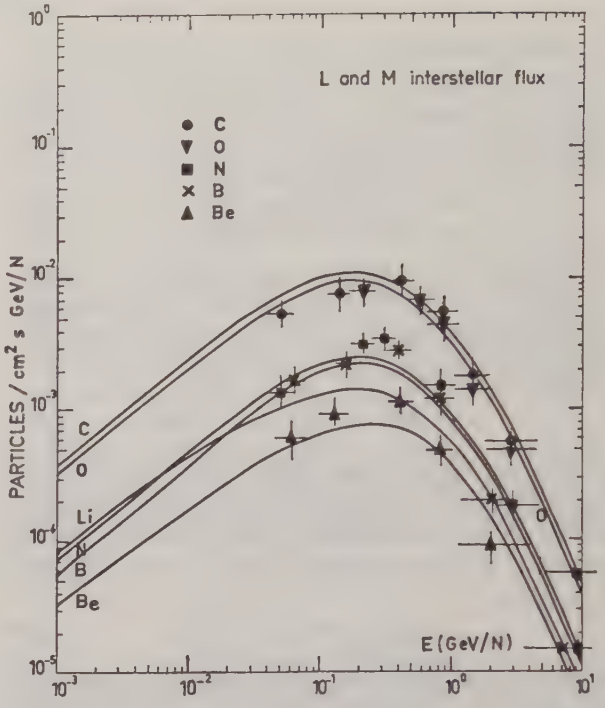

Fig. 4. Interstellar fluxes of Li, Be, B, C, N, O, from an injection spectrum in the total energy power. ($E_0 = 0.931$ GeV in Eq. (15) compared with undemodulated observations (Von Rosenvinge, 1969)). The flattening of the Li and Be curves at low energy is due to the effect of the $(\alpha + \alpha)$ reaction. The beta decay of ^{7}Be in ^{7}Li at low energy ($E < 20$ MeV N^{-1}) has not been incorporated in this figure

The Calculation

The computation is made in the following way:

a) The sources are assumed to emit fluxes with given injection chemical composition and given injection energy spectrum. These are represented by the term $q_i(E')$ in Eq. (4).

b) Starting from iron one computes Eq. (4) for each stable isotope (and Be^{10}) and includes in the calculation the spallation reactions leading to each stable isotopes (and ^{10}Be). However in the present calculations we have neglected the spallative formation of nuclei with $A > 15$ in space. The small error which results from this simplification has been estimated and compensated by increasing slightly the assumed abundances of these nuclei at the sources (Table 2).

c) the escape range Λ_e is left as a free parameter to be discussed in the next section.

V. The Escape Range

Since the L elements in the G.C.R. are most certainly of secondary origin (absent from the source), it has been customary to determine the leakage range Λ_e from the ratio of the L to M (CNO) nuclei at high energy in space.

This procedure neglects the possible contribution of the $(\alpha + \alpha)$ process to ^{6}Li, ^{7}Li, ^{7}Be which at low energies 10–20 MeV N^{-1} at least, where nuclear measurements exist, is dominant. It would be preferable then to compute Λ_e from the B/M ratio (since $\alpha + \alpha$ does not contribute to B). But the experimental value of this ratio is still controversial (see Fig. 8).

As we have assumed Λ_e to be energy independent we shall compute its value at high energies ($E > 2$ GeV) where (i) the ionization losses are unimportant (consequently the problem can be treated analytically) and where (ii) the contribution of the $(\alpha + \alpha)$ reaction to the Li Be flux certainly becomes negligible since L nuclei of energy E are generated by α of energy $(4E)$, and since the flux intensity decreases very rapidly above two GeV N^{-1}.

From Eq. (4) we have simply

$$\frac{1}{\Lambda_e} = \frac{\sum_i \frac{\phi_i}{\phi_L}\left(\sigma_{pi\mathrm{L}} + \sigma_{\alpha i\mathrm{L}}\frac{n_{\mathrm{He}}}{n_{\mathrm{H}}}\right) - \left(\sigma_{p\mathrm{L}} + \sigma_{\alpha\mathrm{L}}\frac{n_{\mathrm{He}}}{n_{\mathrm{H}}}\right)}{M_p + \frac{n_{\mathrm{He}}}{n_{\mathrm{H}}} M_\alpha} \qquad (14)$$

when L is one product nucleus (absent from the source) and the $\sum_j \phi_j$ represent all possible parents.

This formula can be adapted to the sum of all L isotopes (Li, Be, B). The observed value of L/M at high energy outside of the magnetosphere is 0.23 ± 0.02 (Webber, private communication 1971; Von Rosenvinge *et al.*, 1969; Shapiro and Silberberg, 1970). We obtain:

$$\Lambda_e = 6.3\ \mathrm{g\ cm^{-2}} - \text{including effects of He}$$

VI. Chemical Composition at Injection

The observed flux intensity (above 2 GeV N^{-1}) of the most abundant particles together with the value

Table 4

Element \ E (MeV N^{-1})	1	3	10	30	100	300	1000	3000	10000
Fe	3.6×10^{-5}	8.7×10^{-5}	2.3×10^{-4}	5.3×10^{-4}	1.0×10^{-3}	1.1×10^{-3}	4.6×10^{-4}	8.5×10^{-5}	6.0×10^{-6}
^{6}O	3.7×10^{-4}	8.9×10^{-4}	2.3×10^{-3}	5.2×10^{-3}	9.4×10^{-3}	9.2×10^{-3}	3.5×10^{-3}	6.0×10^{-4}	4.2×10^{-5}
N	7.7×10^{-5}	1.9×10^{-4}	5.0×10^{-4}	1.2×10^{-3}	2.3×10^{-3}	2.3×10^{-3}	9.3×10^{-4}	1.7×10^{-4}	1.2×10^{-5}
^{5}N	2.6×10^{-5}	6.5×10^{-5}	1.8×10^{-4}	4.5×10^{-4}	8.3×10^{-4}	8.7×10^{-4}	3.6×10^{-4}	6.6×10^{-5}	4.6×10^{-6}
^{4}N	5.0×10^{-5}	1.2×10^{-4}	3.2×10^{-4}	7.4×10^{-4}	1.4×10^{-3}	1.5×10^{-3}	5.7×10^{-4}	1.0×10^{-4}	7.1×10^{-6}
^{5}N/N	0.34	0.35	0.36	0.38	0.37	0.37	0.38	0.39	0.39
C	4.2×10^{-4}	1.0×10^{-3}	2.7×10^{-3}	5.9×10^{-3}	1.1×10^{-2}	1.0×10^{-2}	3.9×10^{-3}	6.7×10^{-4}	4.7×10^{-5}
^{2}C	9.8×10^{-6}	2.4×10^{-5}	6.6×10^{-5}	1.6×10^{-4}	3.8×10^{-4}	5.0×10^{-4}	2.4×10^{-4}	4.6×10^{-5}	3.2×10^{-6}
^{2}C	4.1×10^{-4}	1.0×10^{-3}	2.6×10^{-3}	5.8×10^{-3}	1.0×10^{-2}	9.9×10^{-3}	3.7×10^{-3}	6.2×10^{-4}	4.4×10^{-5}
^{13}C/C	0.023	0.024	0.025	0.027	0.035	0.048	0.062	0.069	0.069
CNO/Fe	24	24	24	23	23	20	18	16	16
B	5.7×10^{-5}	1.4×10^{-4}	3.8×10^{-4}	9.7×10^{-4}	2.0×10^{-3}	2.2×10^{-3}	8.7×10^{-4}	1.6×10^{-4}	1.1×10^{-5}
^{11}B	4.2×10^{-5}	1.0×10^{-4}	2.8×10^{-4}	7.2×10^{-4}	1.4×10^{-3}	1.6×10^{-3}	6.1×10^{-4}	1.1×10^{-4}	7.7×10^{-6}
^{10}B	1.5×10^{-5}	3.7×10^{-5}	1.0×10^{-4}	2.6×10^{-4}	5.5×10^{-4}	6.2×10^{-4}	2.7×10^{-4}	4.9×10^{-5}	3.4×10^{-6}
^{11}B/^{10}B	2.8	2.8	2.8	2.8	2.6	2.5	2.3	2.3	2.3
Be	2.5×10^{-5}	5.9×10^{-5}	1.4×10^{-4}	3.4×10^{-4}	6.7×10^{-4}	7.8×10^{-4}	3.7×10^{-4}	6.9×10^{-5}	4.9×10^{-6}
^{9}Be	1.2×10^{-6}	3.0×10^{-6}	8.7×10^{-6}	2.3×10^{-5}	5.3×10^{-5}	9.8×10^{-5}	6.0×10^{-5}	1.3×10^{-5}	9.5×10^{-7}
^{7}Be	4.2×10^{-6}	1.0×10^{-5}	2.9×10^{-5}	7.2×10^{-5}	1.6×10^{-4}	2.2×10^{-4}	1.1×10^{-4}	2.1×10^{-5}	1.5×10^{-6}
^{7}Be	1.9×10^{-5}	4.3×10^{-5}	1.1×10^{-4}	2.5×10^{-4}	4.6×10^{-4}	4.7×10^{-4}	2.0×10^{-4}	3.6×10^{-5}	2.5×10^{-5}
^{7}Be/Be	0.78	0.77	0.74	0.73	0.69	0.60	0.54	0.52	0.51
Li	7.0×10^{-5}	1.7×10^{-4}	3.8×10^{-4}	7.6×10^{-4}	1.2×10^{-3}	1.2×10^{-3}	5.1×10^{-4}	9.1×10^{-5}	6.4×10^{-6}
^{7}Li	2.6×10^{-5}	6.1×10^{-5}	1.4×10^{-4}	3.2×10^{-4}	5.7×10^{-4}	5.5×10^{-4}	2.3×10^{-4}	4.0×10^{-5}	2.8×10^{-6}
^{7}Li	4.4×10^{-5}	1.1×10^{-4}	2.4×10^{-4}	4.3×10^{-4}	6.8×10^{-4}	6.9×10^{-4}	2.9×10^{-4}	5.1×10^{-5}	3.6×10^{-6}
L/M	0.18	0.18	0.17	0.17	0.18	0.20	0.22	0.23	0.23
^{4}He	2.4×10^{-2}	5.8×10^{-2}	1.5×10^{-1}	3.1×10^{-1}	4.8×10^{-1}	4.0×10^{-1}	1.4×10^{-1}	2.2×10^{-2}	1.5×10^{-3}
He/Fe	670	670	650	590	480	360	300	260	250
He/CNO	28	28	27	25	22	18	17	15	15
H	3.7	8.7	22	47	76	64	22	3.6	0.25

Calculated interstellar G.C.R. fluxes in cm^{-2}s^{-1} (GeV N^{-1}) from a power law in total energy ($W^{-2.6}$) spectrum and source composition given in Table 2 with an escape length of 6.3 g cm^{-2}. The value of 1 particle cm^{-3} is chosen for the hydrogen number density and $n_{\mathrm{He}}/n_{\mathrm{H}} = 0.1$. The Be^{7} is considered as a stable isotope, but the partial decay of Be^{10} at this density is computed. At much lower densities all the Be^{10} atoms would decay to B^{10} (see appendix B).

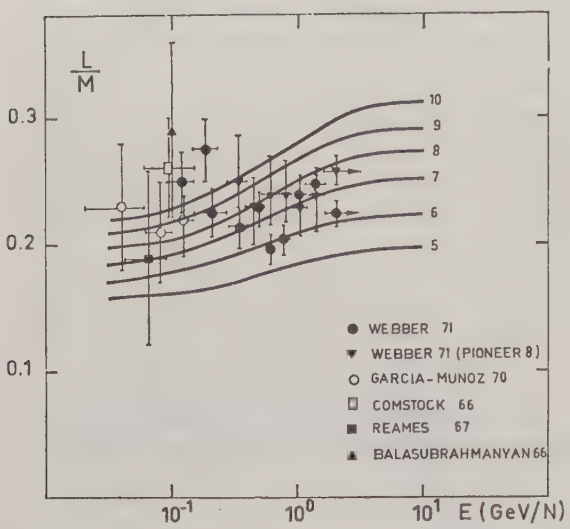

Fig. 5. Computed L/M ratio for various values of the escape range Λ_e in g cm^{-2} and corresponding observations. A choice of $\Lambda_e \cong 6.3$ g cm^{-2} appears reasonable

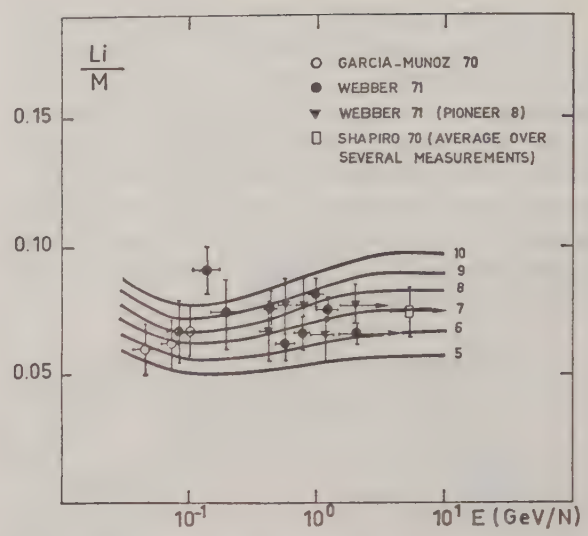

Fig. 6. Computed Li/M ratio for various values of the escape range Λ_e in g cm^{-2} and corresponding observations. Again the data fits $\Lambda_e \cong 6.3$ g cm^{-2}

of Λ_e obtained before are used to calculate the (high energy) chemical composition at injection. The results are given in Table 2 normalized to C = 100. The agreement with Shapiro and Silberberg is good.

The problem of the abundance of N at the source will be discussed in the Appendix C.

VII A. The Energy Spectrum at the Sources

We have tested a wide variety of source energy spectra ($q_i(E)$ in Eq. (4)). We have first considered a total energy power law spectrum: as discussed by Gloeckler and Jokipii (1969) the spectral shape

$$q_p(E) = K(E_0 + E)^{-2.6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (15)$$

with $E_0 = M_p C^2 = 0.931$ GeV, E the kinetic energy in GeV and $K \cong 12.5$ for protons, is a very good choice in many respects.

The interstellar fluxes of primary and secondary particles, computed with $\Lambda_e = 6.3$ g cm^{-2} are in fair agreement with the demodulated fluxes of G.F.R. (1970) (Fig. 3 with $E_0 = 0.931$ and Fig. 4). Table 4.

The flatter slope of the Li and Be curve at low energy in Fig. 4 is due to the contribution of the $(\alpha + \alpha)$ reaction (Figs. 1 and 2). It should be reminded that the cross-section for this reaction is most uncertain above a few tens of MeV for α particles, hence above ten MeV for Li Be. In particular the crossover of Li and B in Fig. 4, may take place anywhere between 10 and 100 MeV N^{-1}.

In Figs. 5–8 are shown the various ratios of L/M Li/M, Be/M, B/M as a function of energy.

However the choice $\Lambda_e = 6.3$ g cm^{-2} determined at *high* energy appears to underestimate slightly the *low* energy ratios.

In Fig. 8 (B/M) we find a rather confusing situation. The (B/M) ratio should (as discussed before) be the best test of the value of Λ_e since it is free of any assumption on the $(\alpha + \alpha)$ reaction. Nevertheless it does seem to require a *higher* Λ_e around a few hundred of MeV than the Li/M or Be/M ratio (any contribution from the $(\alpha + \alpha)$ reaction would have lead to the *inverse* situation . . .).

Should the present experimental result (and, in particular, the apparent *increase* of the B/M ratio as the energy decreases) be confirmed, we may find it necessary to alter the present diffusion model of G.C.R.

The ratio of He/CNO in our calculations vary from 16 at 3 GeV N^{-1} to 19 at 300 MeV N^{-1}, and to 22 at 100 MeV N^{-1}; such a slow rise is compatible with the observations (Garcia Munoz *et al.*, 1968).

In Figs. 9 and 10 we have tried to obtain an upper limit to the $(\alpha + \alpha)$ cross-section at high energy from the observed Li/B and Be/B ratio in the G.C.R. (this ratio is practically independent of Λ_e and of the spectral shape assumed). The solid curves are labelled with the value of the $\sigma(\alpha + \alpha)$ cross-

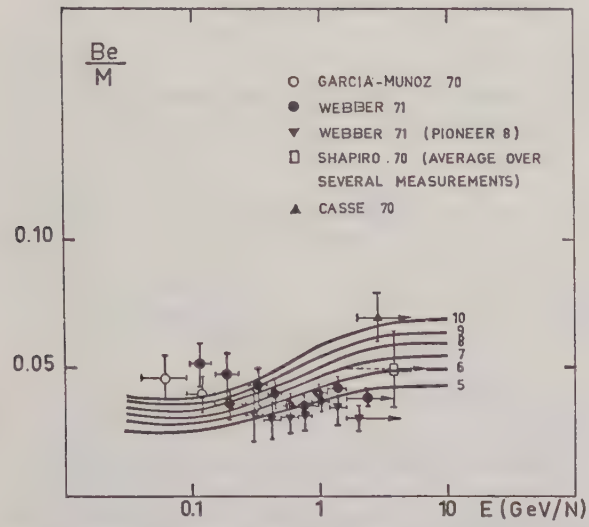

Fig. 7. Computed Be/M ratio for various values of the escape range Λ_e in g cm^{-2} and corresponding observations. Again $\Lambda_e \cong 6.3$ g cm^{-2}

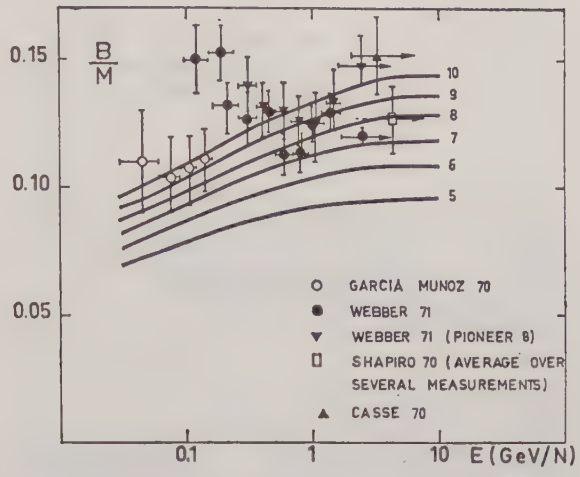

Fig. 8. Computed B/M ratio for various values of the escape range Λ_e in g cm^{-2} and corresponding observations. There is apparently a discrepancy between the 6.3 g cm^{-2} curve and the data at low energy

section (in mb) chosen for each of the three reactions leading to ^{6}Li, ^{7}Li, ^{7}Be, at all energies above 400 MeV N^{-1}. (E(Li or Be) > 100 MeV/N^{-1}.) Clearly the cross-section cannot be as large as 10 mb and probably not even as large as 3 mb as, otherwise, a turnover of the ratio would already have been observed around 100 MeV N^{-1}. This result is consistent with our choice of one mb from purely nuclear physics arguments but again we plea for actual measurements.

The rate of thermalization of the G.C.R. particles (and consequent enrichment of the interstellar gas) is obtained from Eq. (9). We find

$$\frac{d(n(\mathrm{Be})/n(\mathrm{H}))}{dt} = 7 \times 10^{-29}\ \mathrm{s}^{-1}\,. \qquad (16)$$

To estimate the stellar abundances of the L isotopes we have multiplied the formation rates computed here by an age of 10^{10} years, to account for the mean stellar Be/H. According the model of Schmidt (1963)

Table 5. *Calculated abundances after 10^{10} years. The injection spectrum Eq. (15) with various values of E_0 and a spectrum in power law of rigidity are considered separately in the various columns. The observed flux at 10* GeV *is used for the normalization of the different spectral shapes. The last column shows the effect of adding an intense low energy flux (described in the text) to a power law spectrum in total energy*

E_0 (GeV)	0.931	0.8	0.6	0.4	0.2	0.0	$R^{-2.6}$	Model C
^{6}Li/H	8.2×10^{-11}	1.0×10^{-10}	1.6×10^{-10}	3.1×10^{-10}	8.5×10^{-10}	2.3×10^{-8}	7.1×10^{-10}	1.5×10^{-9}
^{7}Li/H	1.2×10^{-10}	1.5×10^{-10}	2.3×10^{-10}	4.2×10^{-10}	1.1×10^{-9}	4.2×10^{-8}	1.0×10^{-9}	2.6×10^{-9}
^{9}Be/H	2.0×10^{-11}	2.4×10^{-11}	3.5×10^{-11}	5.8×10^{-11}	1.3×10^{-10}	1.4×10^{-9}	7.8×10^{-11}	6.6×10^{-11}
^{10}B/H	8.6×10^{-11}	1.1×10^{-10}	1.6×10^{-10}	2.8×10^{-10}	6.7×10^{-10}	6.7×10^{-9}	3.8×10^{-10}	2.0×10^{-10}
^{11}B/H	2.1×10^{-10}	2.6×10^{-10}	3.9×10^{-10}	7.0×10^{-10}	1.8×10^{-9}	2.4×10^{-8}	1.1×10^{-9}	9.1×10^{-10}
Li/H	2.0×10^{-10}	2.5×10^{-10}	3.9×10^{-10}	7.3×10^{-10}	1.9×10^{-9}	6.5×10^{-8}	1.7×10^{-9}	4.1×10^{-9}
B/H	3.0×10^{-10}	3.7×10^{-10}	5.5×10^{-10}	9.8×10^{-10}	2.5×10^{-9}	3.1×10^{-8}	1.5×10^{-9}	1.1×10^{-9}
^{11}B/^{10}B	2.4	2.4	2.4	2.5	2.7	3.6	2.9	4.5
^{7}Li/^{6}Li	1.5	1.5	1.4	1.4	1.3	1.8	1.4	1.7
B/Be	15	15	16	17	19	22	19	17
Li/B	0.66	0.68	0.71	0.71	1.1	2.1	1.1	3.7
Li/Be	10	10	11	13	15	46	22	62
ζ_H	6.8×10^{-18}	8.2×10^{-18}	1.3×10^{-17}	2.4×10^{-17}	6.8×10^{-17}	2.0×10^{-14}	1.0×10^{-16}	2.0×10^{-18}

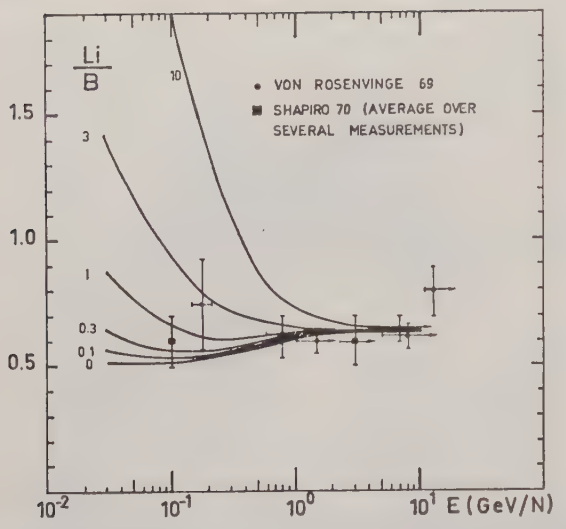

Fig. 9. Predicted Li/B flux ratio for various choices of the $(\alpha + \alpha) \rightarrow Li^7$, Be^7, Li^6 cross-sections at $E_\alpha > 400$ MeV N^{-1} (Fig. 2). The number 3 on one of the curve, for instance, means that a value of three mb has been assigned to each of these three processes. The experimental data is consistent with $\sigma \leqq 1$ mb

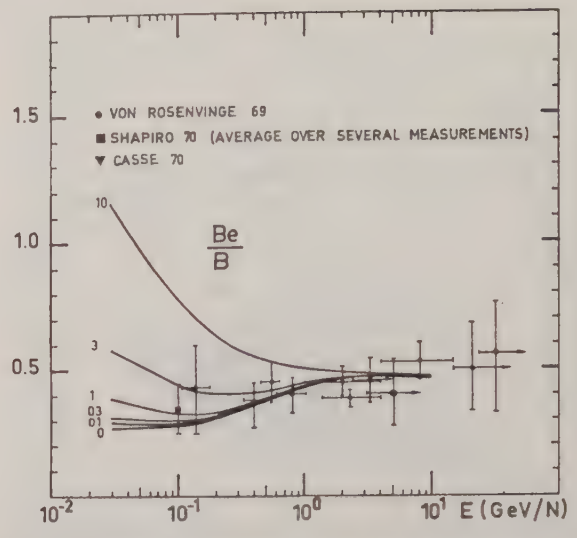

Fig. 10. Predicted Be/B flux ratio for various choice of the $(\alpha + \alpha)$ Li^7, Be^7, Li^6 cross-sections at $E_\alpha < 400$ MeV N^{-1} (Fig. 2); the number 3 on one of the curves for instance, means that a value of three mb has been assigned to each of these three processes. The experimental data is consistent with $\sigma \leqq 3$ mb

the age of the galactic gas against stellar formation (τ_{sf}) (and consequent Be destruction) is $\cong 10^{10}$ years, suggesting that G.C.R. flux has not changed very much over this period. However τ_{sf} is in fact very poorly known and may well turn out to be appreciably shorter than 10^{10} years.

For our purpose it is better to pretend that the Be abundance is used to fix one free parameter: the average exposure time of the gas.

In Table 5 the abundance ratios of the L isotopes are tabulated (present rate of G.C.R. and 10^{10} years). Within the framework of the model, the uncertainties (mostly due to nuclear parameters) should not be larger than a factor of two for the element ratios and probably even smaller for the isotopic ratios.

A comparison with section IIIc and IIId shows that the predictions from the spectral shape of Eq. (15) ($E_0 = 0.931$ GeV N^{-1}) are in fair agreement (i) with the mean stellar, or solar-planetary Be/H abundance; (ii) with the lowest observed $^7Li/^6Li$ ratio in stars when further thermonuclear depletion is taken into account (iii) with the $^{11}B/^{10}B$ ratio in the solar system (however slightly underestimated), and (iv) with the upper limit of the B/H in the sun. Also well reproduced are the $^9Be/^7Li/^6Li$ data in the five "G.C.R." stars described in section IIIc. However this spectral shape will not explain the large Li/Be ratios observed in many F stars (Table 4) (since thermonuclear reaction will only decrease the ratio from its initial value), nor the large lithium abundance observed in T Tauri or early Pleiades or Hyades stars. The rate of ionization of interstellar medium by such a flux is of course far too small to account for the observations (see section IIIc).

VIIB. A Family of Spectra in $(E_0 + E)^{-2.6}$

Next we have varied the parameter E_0 in Eq. (15) from 0.931 GeV (power law in total energy) to $E_0 = 0$ (power law in kinetic energy). We have also considered the spectrum in power law of rigidity ($R = pc/Z$): the results resemble in many respects those of Eq. (15) with $E_0 \cong 0.2-0.3$ GeV.

The calculated values appear in Figs. 3, 11, 12 and in Table 5 and 6. The interstellar flux of H (Fig. 3), within the frame work of the demodulation theory of GFR limits us to rather large values of E_0 ($E_0 > 0.5$). The flatness of the L/M curves (Figs. 5 to 7) suggests the same conclusion (lowering the value of E_0 leads to a decrease of the L/M ratio at low energy).

Within the present model (constant flux for 10^{10} y) the stellar values of Be/H and the solar upper limit of boron (Fig. 11) are again consistent with E_0

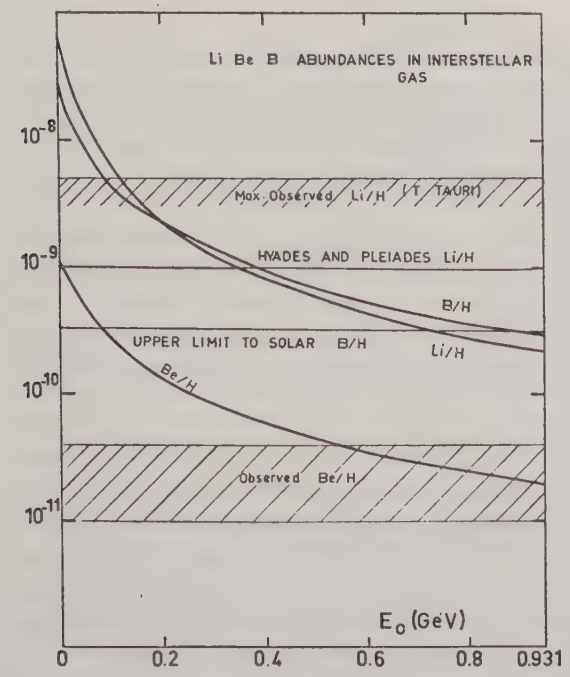

Fig. 11. Abundance of Li, Be, B in the interstellar gas after an irradiation of 10^{10} years with an injection flux in $(E_0 + E)^{-2.6}$ (Eq. 15) as a function of E_0. Also shown are the range of Be/H in normal stars, the upper limit to the solar boron, the Li/H in F stars of the Hyades and Pleiades and the largest Li/H reported in T Tauri stars

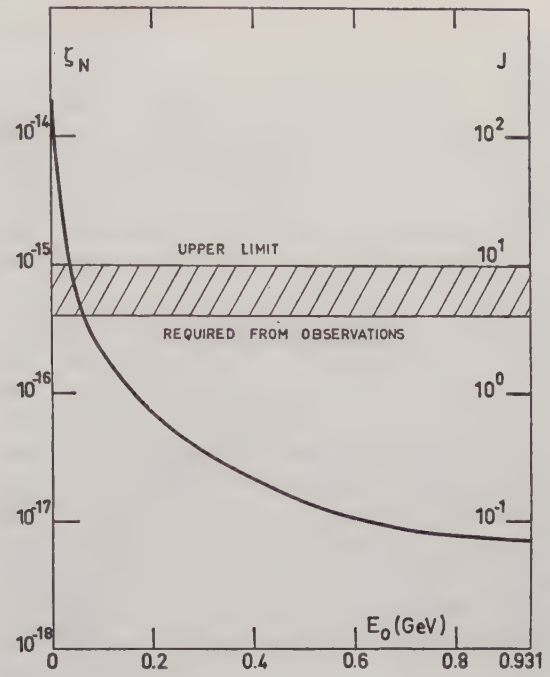

Fig. 12. Ionization rate ζ_N per unit nucleon per s of the interstellar gas (assumed neutral) (Eq. 10). The scale on the right refers to the parameter J defined in Eq. 13. The horizontal line shows the value required from observations while the upper part of the dashed region shows the upper limit discussed in the Section IIIe

> 0.5 GeV. The ratio of ^{7}Li/^{6}Li and ^{11}B/^{10}B are very insensitive to the value of E_0. On the other hand the Li/H in the Pleiades would require $E_0 < 0.4$ GeV N^{-1} while the largest T Tauri lithium value (if real) would require $E_0 < 0.2$ GeV N^{-1}. In Fig. 12 the parameter ζ_{II} is shown as a function of E_0. The properties of interstellar matter would require $E_0 \cong 0.15$. *In summary: a spectrum with $E_0 > 0.5$ GeV is consistent with most of the data but will not explain the largest* Li *abundance nor the ionization rate of interstellar gas.*

A spectrum with $E_0 < 0.5$ GeV is hard to reconcile with the modulation capabilities of the solar wind or with the low energy L/M ratios which are practically independent of modulation effects.

In particular the spectrum in kinetic energy power would be excluded not only because of the

Table 6

E (GeVN^{-1}) \ E_0(GeV)	0.931	0.8	0.6	0.4	0.2	0.0	$R^{-2.6}$	Observed
0.03	0.17	0.17	0.16	0.14	0.11	0.03	0.06	
0.1	0.18	0.17	0.17	0.15	0.13	0.08	0.11	
0.3	0.20	0.19	0.19	0.18	0.17	0.15	0.17	0.23
1	0.22	0.22	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21	$\pm$ 0.02
3	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	
10	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	

Calculated L/M ratios in the G.C.R. with injection spectra as in Eq. (15) and in rigidity. The escape range is 6.3 g/cm^2. The observed flux ratio outside magnetosphere (see text) is given in the last column.

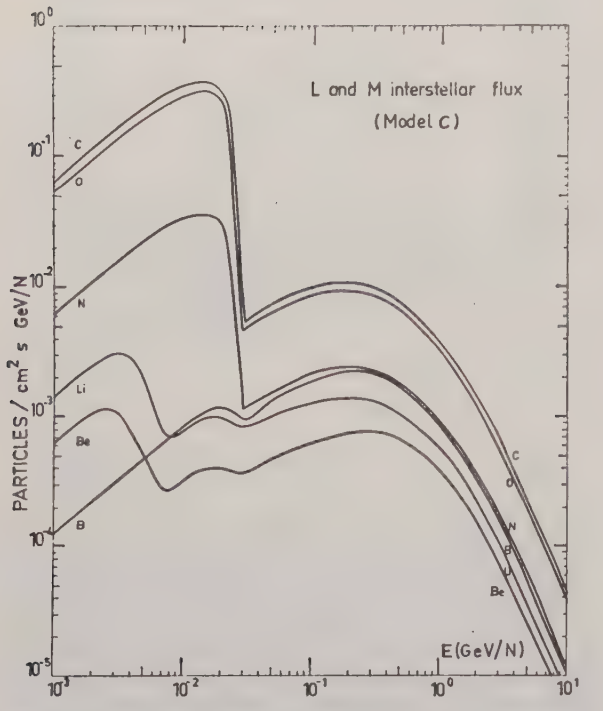

Fig. 13. Interstellar fluxes of Li, Be, B, C, N, O from an injection spectrum in which a very intense low energy carrot (below 40 MeV) (Section VIII) has been added to spectrum in total energy power (as in Fig. 4). The lowest energy bumps in the Li and Be curves are due to the effect of the $(\alpha + \alpha)$ reaction

excessive Li/H, Be/H and B/H generated but also because it would create *far too much* ionization; Meyer (1970) has already shown that the predicted D/^{4}He ratio in low energy G.C.R. would be in conflict with the observations (Hsieh and Simpson, 1969).

Contrary to the conclusion of RFH the ^{11}B/^{10}B ratio cannot be used to infer the properties of the low energy spectrum shape, mostly because of the dominant effect of the alpha-induced reactions in this energy range (see Section II for more details).

VIII. The Effects of an Intense Low Energy Flux

Our previous discussion has shown that the G.C.R. flux cannot rise very steeply from the GeV range all the way until the MeV range. Below a few tens of MeV, however, quite a different situation may arise; the L element formation cross-sections decrease and according to G.F.R. no particle from this range will reach close to the earth against the solar wind.

Our aim in this section is to investigate how many particles of such energies may pervade space with none of us being the wiser. For this purpose we added to an injection spectrum in total energy power $(W)^{-2.6}$ with $W = [E + 0.931$ GeV], an injection spectrum which rises very high in the low energy

Table 7. *L-elements and isotopic ratios: comparison between calculations and observations. The second column is the effect of a total energy spectrum* $(W^{-2.6})$ *after* 10^{10} *years with constant intensity (same as the first column of Table 5). The third column is the additional amount of* ^{7}Li *and* ^{11}B *required to fit the planetary observation in the sixth column. The fourth column applies to the model* T, *in which some* ^{7}Li *and* B^{11} *from thermonuclear origin (third column) is added to the general background of* G.C.R. *produced elements (second column). The fifth column (Model* C*) describes the results obtained when a very intense low energy "carrot" of specified dimensions is added to the column 1. The parameters of the carrot used here were chosen to maximize the hydrogen ionization rate while keeping* L*-elements abundances within reasonable bounds. The last column refers to the solar observations. Clearly lithium has been strongly depleted by thermonuclear reactions*

	G.C.R $W^{-2.6}$	Thermo nuclear	Model T	Model C	Planets observed	Solar observed
^{6}Li/H	8×10^{-11}	0	8×10^{-11}	1.4×10^{-9}	9×10^{-11}	$< 10^{-12}$
^{7}Li/H	1.2×10^{-10}	10^{-9}	1.1×10^{-9}	2.4×10^{-9}	1.1×10^{-9}	10^{-11}
^{7}Li/^{6}Li	1.5	∞	12.5	1.7	12.5	> 10
Li/H	2×10^{-10}	10^{-9}	1.2×10^{-9}	3.8×10^{-9}	1.2×10^{-9}	10^{-11}
^{9}Be/H	2×10^{-11}	0	2×10^{-11}	6×10^{-11}	2×10^{-11}	10^{-11}
Li/Be	10	∞	60	65	60	1.0
^{10}B/H	8.7×10^{-11}	0	8.6×10^{-11}	2×10^{-10}		
^{11}B/H	2×10^{-10}	1.4×10^{-10}	3.4×10^{-10}	7.5×10^{-10}		
^{11}B/^{10}B	2.4	∞	4	3.8	4	
B/H	3.0×10^{-10}	1.4×10^{-10}	4.3×10^{-10}	10^{-9}	3×10^{-10} to 10^{-8}	$< 3 \times 10^{-10}$
B/Be	15	∞	21	16		< 30
B/Li	1.4	0.15	0.36	0.26	0.2 to 10	< 30

region (hereafter referred to as a "carrot"). The width and the height of the carrot have been selected in order to maximize the hydrogen ionization rate while keeping the L element abundances within reasonable bounds. For instance, in Fig. 13 the effect of a carrot extending from 5 MeV to 40 MeV and rising a factor of one thousand in intensity GeV^{-1} over the corresponding flat part of the total energy injection spectrum is considered. This carrot contains at the source sixty times more particles than the total energy spectrum but its energy content is merely twice as large.

We note that the carrot has been extensively "grated" by the interstellar medium especially for the lowest energies. It is useless to inject even lower energy particles.

In the Table 7 the L element production by the combined effect of the two injection spectra is given in the last column. The largest observed Li/H and Li/Be are now accounted for while the $^7Li/^6Li$ agreement is preserved and the $^{11}B/^{10}B$ is even improved (meaningfully or not). The Be/H and B/H are somewhat (but not unduly) high and this time the rate of ionization is quite large enough. However it is not evident that these low energy particles will propagate far enough to account for the ionization of large regions of the galaxy. The short range against ionization is likely to confine them around the sources.

IX. Astrophysical Discussions: two Models

From the preceding sections it appears that the hypothesis of G.C.R. flux in $(E_0 + E)^{-2.6}$ with $0.5 < E_0 < 1$ GeV constant in intensity for the last 10^{10} years will account not only for the G.C.R. observations but also for a large part of the stellar observations. However this hypothesis will not, by itself, explain the large Li/Be value found in F stars, the largest T Tauri lithium value or the meteoritic isotopic lithium ratio. We must at this point introduce some new element in the game. This can be done in two different ways. Therefore the following two models.

Model T

This model is essentially based on the fact that, out of the five L isotopes, one at least, ^7Li (and may be also ^{11}B) can also originate from thermonuclear reactions. Since many stars (in particular the G.C.R. stars) do not show any ^7Li enhancement this contribution must be inhomogeneously distributed in space and cannot be assigned to the Big Bang or to any homogeneously distributed contribution.

Some ^7Li appears in the H burning cycle, through the $^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be \rightarrow {}^7Li$, reaction. Cameron and Fowler (1971) have suggested that helium burning shell flashes in advanced stages of stellar evolution may be responsible for the large overabundance of Li ($Li/H \cong 10^{-7}$) observed in some Red Giants. Since giant stars exhibit large rate of mass loss the ^7Li thereby produced may be mixed with the interstellar gas and alter the Li/H, the Li/Be and the $^7Li/^6Li$ (thermonuclear lithium is devoid of ^6Li) (this possibility has been suggested by A.G.W. Cameron in conversation). These alterations would be more important in regions of heavy star formations. Our five G.C.R. stars (section IIIc) were clearly born in regions of pure G.C.R. contribution. In the same fashion the F stars with large Li/Be and no ^6Li and also the T Tauri stars would come from "dirty" regions (regions of extensive stellar formation and matter injection).

This model gives an appropriate description of the various L isotopes in the young sun and in the planets: the planets were formed before any thermonuclear depletion of lithium could take place in the sun. The numbers given in Table 7 illustrate the situation. The thermonuclear contributions in column 3 are purely "ad hoc"; they were arranged to fit the observed data. We notice that a small addition of thermonuclear B may eventually be needed. This isotope can possibly be made as sequential to the mechanism proposed by Cameron and Fowler (1971):

$$^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be \rightarrow {}^7Li$$

$$^4He + {}^7Li \rightarrow {}^{11}B$$

$$^4He + {}^7Be \rightarrow {}^{11}C \rightarrow {}^{11}B$$

This model gives no account for the ionization of interstellar matter.

Model C

Here the missing lithium is assigned to a large flux intensity, in the tens of MeV range, of G.C.R. ("carrots") such as described in Table 6 and repeated in the fifth column of Table 7. The existence of such "carrots" is not totally unphysical; strong fluxes of low energy particles do probably exist, confined to the proximity of the sources; the L-nuclei generated by this part of the G.C.R. spectrum eventually diffuse throughout the galaxy. Conversely, these low energy particles may not pervade the H I regions. The question is under study (Pacheco, 1971 to be published, Cesarsky, 1970).

The model C will explain neither the $^9Be/^7Li/^6Li$ ratio in G.C.R. stars (depletion of Li is always

accompanied by stronger depletion of ^{6}Li) nor the planetary lithium isotopic ratio.

Both models have their advantages and their drawbacks. We are led to prefer the Model T but we do consider that the model C is an interesting alternate solution.

Acknowledgements. This study has been initiated at the Institute of Theoretical Astronomy (Cambridge) during a summer stay of the authors. The hospitality of Pr. F. Hoyle is greatly acknowledged. Thanks are due to J. Bergeron, C. Chevalier, M. Epherre, W. A. Fowler, J. P. Meyer, J. Pacheco, and M. M. Shapiro for valuable advice and discussions.

Note added in proof: A recent paper by R. R. Zappala (Contributions from the Lick Observatory, n° 342) has given much more accurate measurements on Li/H. Within a factor 2, the "initial" stellar values are all $\cong 10^{-9}$ (including T Tauri stars). This information speaks strongly against the "autogenetic" view and makes it difficult to defend the idea of lithium inhomogeneity discussed in section IX.

Appendix A
Interstellar Helium Abundances

The origin of the helium in our galaxy is still a matter of controversy. It may or it may not be primordial (Fowler, 1970), it may or it may not be homogeneously distributed in the galaxy.

It appeared of some interest to us to vary the helium to hydrogen ratio in our calculation. The results are given in Table 8. Clearly the effect is small ($\sim 10\%$) except on ^{7}Li, ^{6}Li, ^{7}Be ($\sim 50\%$) because of the $(\alpha + \alpha)$ reaction.

Table 8

He/H interstellar	0.05	0.10	0.15
^{11}B/^{10}B	2.4	2.4	2.4
^{7}Li/^{6}Li	1.7	1.5	1.4
Li/Be	9	10	11
B/Li	1.6	1.5	1.3
Be/H	1.9×10^{-11}	2.0×10^{-11}	2.1×10^{-11}

Production of L elements from a power law spectrum in total energy (with $\Lambda = 6.3$ g/cm^2) after 10^{10} years, with varying values of interstellar He/H.

Appendix B
The Isotopic Composition of Beryllium

There is much interest in obtaining the isotopic ratio of beryllium in G.C.R. (Table 9).

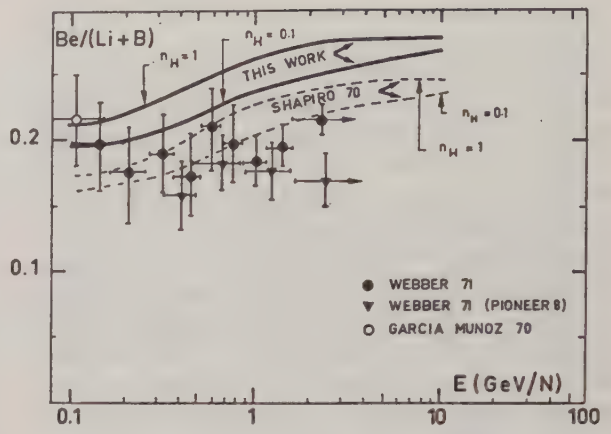

Fig. 14. Ratio of the (Be/Li + B) flux as a function of energy and of hydrogen density in the interstellar medium. At $n_H \cong 1.0$ most of the ^{10}Be survives and is counted as Be while at $n_H = 0.1$ it decays and appears as B. The two upper curves are from our calculations (MAR) while the two lower are from Shapiro and Silberberg, 1970. The discrepancy in the curves is within the estimated uncertainties. Also shown are the observed points

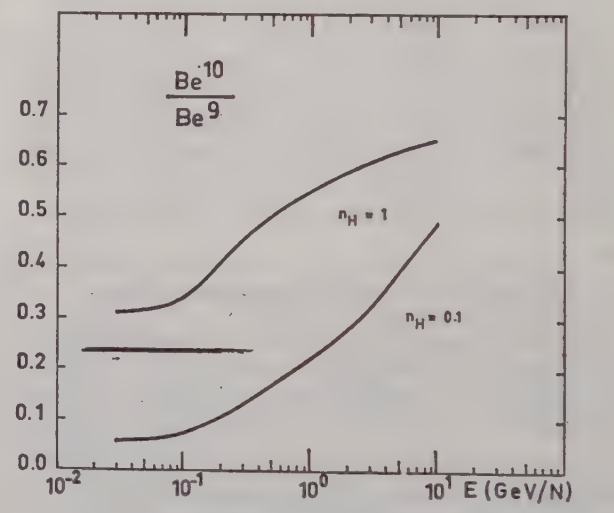

Fig. 15. Ratio of ^{10}Be/^{9}Be as a function of energy and density. No data is yet available

The abundance of ^{10}Be (half life 2.7×10^6 years) will give information on the age of G.C.R. From the escape range (Λ_e) we also obtain the average value of the density of matter traversed by the particles ($\Lambda_e = \varrho\, v\, \tau_e$).

The isotope ^{7}Be is expected to be stable at high velocity but beta unstable at low velocity, since it can only decay by electron capture. It would be of great interest to determine the switch-over energy

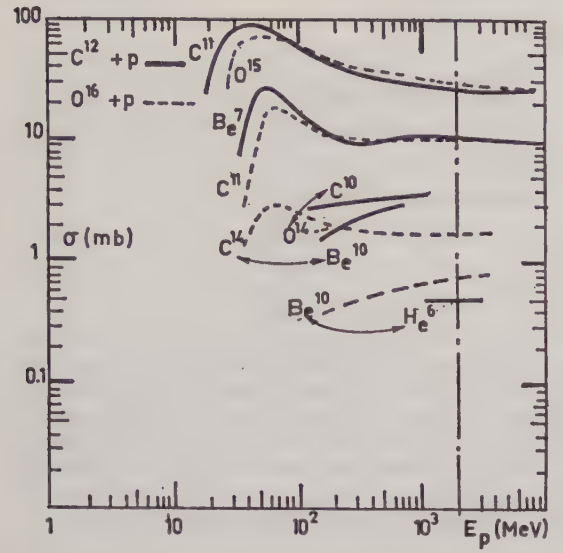

Fig. 16. Cross-sections for the productions of various isotopes by proton-induced reactions on ^{12}C and ^{16}O. Note the similarity between the excitation functions involving equivalent mechanisms (eg (p, pn), (p, pα n) etc.

(Yiou and Raisbeck, 1970). (We recall that in Fig. 4 the beta decay of Be^7 has not been included.)

The experimental situation with respect to the fractional amount of Be^7 is confused. The value would be ~30% according to Kish and Webber (1970), Garcia Munoz and Simpson (1969) but Webber and Kish (1970) claim a value ≧50%. Webber (private communication) quoted a ratio of 75% in the 100–200 MeV range. In Fig. 14 the Be/(Li + B) ratio is presented for several assumed interstellar densities (leading to larger or smaller ^{10}Be fractional decay). Also shown are the calculations of Shapiro. The difference gives probably a good illustration of the effects of the various uncertainties.

The experimental points seem to favor ^{10}Be decay and low interstellar mean densities ($n_H < 0.1$), but the scatter in the experimental points (and in the calculations) *show that no definite conclusion can be drawn.*

In Fig. 15 the $^{10}Be/^9Be$ ratio is shown for $n_H = 1$ and $n_H = 0.1$. This comparison may eventually present the most sensitive test of mean hydrogen density traversed by G.C.R.

Appendix C
The CNO Group in the Galactic Cosmic Rays

The relative abundances of the stable isotopes in this group may be closely related to the mechanism giving rise to G.C.R. (Waddington, 1970).

In Table 10 are shown typical results of certain well known processes such as hydrogen burning through CNO cycle; helium burning and simple "ejection" from normal stars. These numbers should serve mostly as qualitative indications since they depend somewhat on the specific conditions in which the process has taken place (for instance: attainment or non-attainment of an equilibrium regime).

First the (C/CNO) at the sources (~0.45) is significantly larger than the average stellar value (~0.26) and certainly much larger than the CNO cycle value. On the other hand the products from helium burning (pure ^{12}C and ^{16}O) appear to be in the correct ratio (although some uncertainty remains with the nuclear parameter (Barnes, 1970)).

According to Lezniak *et al.* (1969) the flux of N particles may be entirely of secondary origin. This

Table 9

Ratio \ E (MeV N^{-1})		30	100	300	1000	3000	3000	10000
$n_H = 1$		$^7Be/Be$	0.73	0.69	0.60	0.54	0.52	0.51
		$^9Be/Be$	0.21	0.24	0.28	0.27	0.30	0.31
		$^{10}Be/Be$	0.07	0.08	0.13	0.16	0.19	0.19
			0.32	0.33	0.45	0.55	0.62	0.63
$n_H \ll 1$		$^7Be/Be$	0.79	0.75	0.69	0.64	0.64	0.63
		$^9Be/Be$	0.23	0.26	0.32	0.32	0.37	0.38

The beryllium isotopic ratios in G.C.R. The first four lines apply to $n_H = 1$ (essentially no ^{10}Be decay) while the last three line apply to $n_H \ll 1$ (^{10}Be decays entirely).

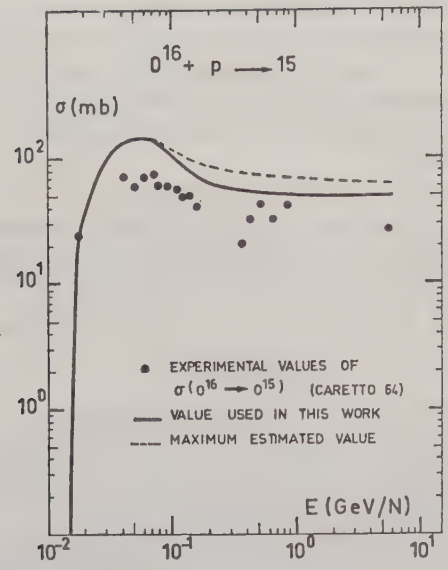

Fig. 17. Spallation cross-sections for the $^{16}O + p \rightarrow 15$ reaction

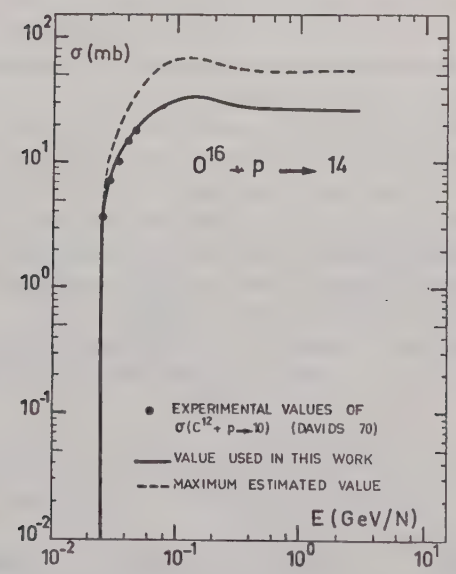

Fig. 18. Spallation cross-sections for the $^{16}O + p \rightarrow 14$ reaction

result would of course strongly support a relationship between the G.C.R. sources and the helium burning process. Shapiro and Silberberg (1970) however do not agree with the suggestion of Lezniak *et al.* (1969).

In this work we have investigated whether the present uncertainties on both the G.C.R. observations and the nuclear parameters would support a meaningful answer.

Table 10

Ratio	Hydrogen burning by CNO cycle	Helium burning	Ejection from normal stars	G.C.R. inter-stellar space	G.C.R. at the sources
C/CNO	0.01 to 0.05	0.5	0.26	0.47	0.45
N/CNO	1	0	0.07	0.13	Fig. 19
$^{13}C/^{12}C$	0.25	0	0.25 to 0.01	0.09	< 0.1

Percentage of CNO nuclei expected from various physical situations. The second column describes what we should expect if the G.C.R. are a sample of the products of CNO cycle hydrogen burning process, the third column a sample of helium-burning process (the C/CNO value would then be rather uncertain) and the fourth column a sample of a "normal" stellar atmosphere. The last two columns refer to the G.C.R. flux ratios in space or at the sources.

The most important processes are the following:

$$p + {}^{16}O \rightarrow \text{mass } 15$$

$$p + {}^{16}O \rightarrow \text{mass } 14$$

Of these only the $p + {}^{16}O \rightarrow {}^{15}O$ is well known experimentally (Caretto, 1964). In the following paragraph we shall describe some of the tricks and technique that we have used quite generally to obtain the nuclear parameters.

A survey on many reactions shows that the following relations are most generally valid

$$\sigma\,(p, 2p) < \sigma\,(p, pn)$$

$$\sigma\,(p, 2p) \cong \sigma\,(p, pn) \times 0.7$$

Hence we have chosen:

$$\sigma\,({}^{16}O + p \rightarrow 15) = 1.7\,\sigma\,({}^{16}O + p \rightarrow {}^{15}O) \qquad (17a)$$

$$\sigma\,({}^{16}O + p \rightarrow 15) \leqq 2.0\,\sigma\,({}^{16}O + p \rightarrow {}^{15}O) \qquad (17b)$$

the second one being our upper limit (Fig. 16).

Another survey, summarized in Fig. 17 shows that for the targets ^{12}C and ^{16}O, proton-induced reactions involving the same mechanisms (for instance ^{12}C (p, pn) ^{11}C and ^{16}O (p, pn) ^{15}O) have very similar cross-sections (Audouze *et al.*, 1967). In other words the extra alpha particle of the ^{16}O nucleus is a mere spectator.

Consequently we choose:

$$\sigma\,({}^{16}O + p \rightarrow 14) = \sigma\,({}^{12}C + p \rightarrow 10) \text{ best estimate} \qquad (18a)$$

$$\sigma\,({}^{16}O + p \rightarrow 14) \leqq 2\,\sigma\,({}^{12}C + p \rightarrow 10) \text{ upper limit} \qquad (18b)$$

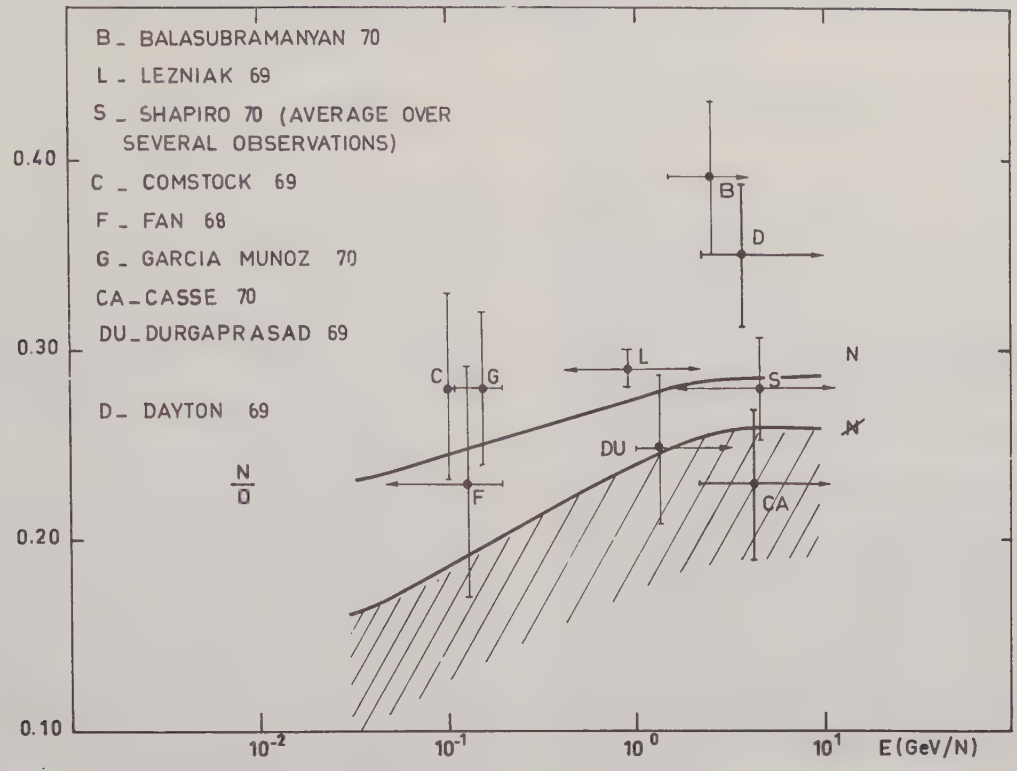

Fig. 19. Ratio of the N/O flux as a function of energy. In the case (N) the source contains a normal stellar abundance of nitrogen. The case (Ñ) shows the upper limit of the N/O ratio when the source is devoid of nitrogen (using the upper limit cross-sections in Fig. 14 and 15)

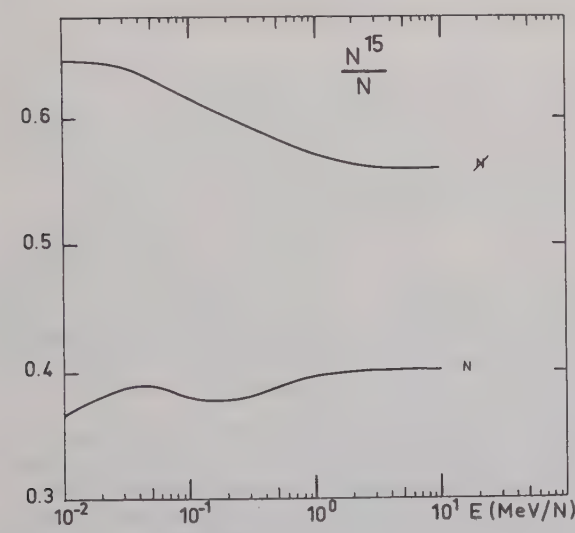

Fig. 20. The ratio of $^{15}N/N$ in the two cases described in the legend of Fig. 20

At high energy σ ($^{12}C + p \rightarrow 10$) is not measured. We then took σ ($^{16}O + p \rightarrow 14$) = 25 mb in order to have:

σ ($^{16}O + p \rightarrow 14 + 15$) $\cong$ σ ($^{12}C + p \rightarrow 10 + 11$) = 60 mb at 660 MeV (Zhdanov, 1960).

Calculations were made with a) a source with $(N/CNO)_{source} = 0.05$ with best estimates (17a) and (18a) (curve N in Fig. 17 and Table 3) and b) a nitrogen free source, in which case one must take the upper limit (17b) and (18b) (curve Ñ in Fig. 17 and Table 6). The experimental results shown in Fig. 17 appear to favour the first hypothesis (normal stellar nitrogen).

It is interesting to note that the Ñ curve falls faster with decreasing energy than the N curve (since the ranges are shorter at low energy, fewer secondaries are produced). Measurements below 100 MeV are thereby suggested.

In Fig. 18 the ratio of $^{15}N/N$ for the set of conditions described in the previous paragraphs are

Table 11. *Calculated interstellar fluxes with source spectrum* $\sim E^{-2.6}$
($N^{14} = 0$ at the source, maximum cross-sections for N production, and an escape length of 7 g cm^{-2})

Element \ E (MeV N^{-1})	1	3	10	30	100	300	1000	3000	10000
^{16}O	3.3×10^{-4}	8.0×10^{-4}	2.1×10^{-3}	4.7×10^{-3}	8.7×10^{-3}	8.6×10^{-3}	3.3×10^{-3}	5.7×10^{-4}	4.0×10^{-5}
^{15}N	2.9×10^{-5}	7.0×10^{-5}	1.9×10^{-4}	4.9×10^{-4}	9.8×10^{-4}	1.1×10^{-3}	4.5×10^{-4}	8.2×10^{-5}	5.7×10^{-6}
^{14}N	1.6×10^{-5}	3.8×10^{-5}	1.1×10^{-4}	2.7×10^{-4}	6.3×10^{-4}	7.5×10^{-4}	3.4×10^{-4}	6.4×10^{-5}	4.5×10^{-6}
N	4.5×10^{-5}	1.1×10^{-4}	3.0×10^{-4}	7.6×10^{-4}	1.6×10^{-3}	1.8×10^{-3}	7.9×10^{-4}	1.5×10^{-4}	1.0×10^{-5}
^{13}C	9.1×10^{-6}	2.2×10^{-5}	6.1×10^{-5}	1.5×10^{-4}	3.6×10^{-4}	4.9×10^{-4}	2.4×10^{-4}	4.6×10^{-5}	3.2×10^{-6}
^{12}C	3.8×10^{-4}	9.1×10^{-4}	2.3×10^{-3}	5.3×10^{-3}	9.6×10^{-3}	9.3×10^{-3}	3.5×10^{-3}	6.0×10^{-4}	4.2×10^{-5}
C	3.9×10^{-4}	9.3×10^{-4}	2.4×10^{-3}	5.4×10^{-3}	9.9×10^{-3}	9.8×10^{-3}	3.7×10^{-3}	6.4×10^{-4}	4.5×10^{-5}

plotted as function of energy. A preliminary result of isotopic analysis (however possibly subjected to a systematical error) (Lund, 1970) indicates that, contrary to what we have found previously, N would be absent from the source[4]). In view of the various uncertainties and in view of the conflicting results presented here *we do not find it possible to decide at this time whether* N *is absent or present (with normal stellar value) at the* G.C.R. *sources.*

Note added in proof. Miss J. Cohen (thesis Berkeley 1971) has recently reanalyzed a number of stars (including our "G.C.R." stars) for lithium. She finds no evidence for ^{6}Li (^{6}Li/^{7}Li $\lesssim 0.1$). The question of inhomogeneity thus finds no more support. It is best to think of the "G.C.R." stars as typical cases of partial Li depletion in the surface convective zone (Li/H $\simeq 2 \times 10^{-10}$).

References

Audouze, J., Epherre, M., Reeves, H. 1967, in *High energy Nuclear Reactions in Astrophysics*, Ed. B. S. P. Shen-Benjamin, p. 255.

Audouze, J., Epherre, M., Reeves, H. 1967, *Nucl. Phys.* **97**, 144.

Balasubrahmanyan, V. K., Boldt, E., Palmeira, R. A. R., Sandri, G. 1968, *Can. J. Phys.* **46**, S 633.

Balasubrahmanyan, V. K., Hagge, D. E., Ludwig, G. H., McDonald, F. B. 1966, *J. geoph. Res.* **71**, 1771.

Balasubrahmanyan, V. K., Ormes, J. F., Ryan, M. J., Silverberg, R. F. 1970, *Bull. am. phys. Soc.* **15**, 589.

Barnes, C. A. 1970, Caltech report 1970 (unpublished).

Bergeron, J., Souffrin, S. 1971, *Astr. Astrophys.* **11**, 40.

Bernas, R., Gradsztajn, E., Reeves, H., Schatzman, E. 1967, *Ann. Physics* **44**, 426.

Bernas, R., Gradzstajn, E., Yaniv, A. 1969, In *Meteorite Research*, Millman-Reidel p. 123.

Burbidge, G. R. 1969, *Comments on Astrophys. Space Sci.* **1**, 101.

Cameron, A. G. W. 1968, in *Origin and Distribution of the elements*, Ahrens, Pergamon press p. 125.

Cameron, A. G. W., Fowler, W. A. 1971, *Ap. J.* **164**, 111.

Caretto, Jr. A. A. 1964, unpublished report NYO 10693, Carnegie Institute of Technology.

Casse, M., Corydon-Petersen, O., Dayton, B., Koch, L., Lund, N., Melgaard, K., Mestreau, P., Meyer, J. P., Omø, K., Risbo, T., Roussel, D. 1970, Paper presented at the COSPAR Meeting, Leningrad.

Cesarsky, C. 1970, 6th Interamerican Seminar on cosmic rays La Paz, Bolivia, July 1970.

Comstock, G. M., Fan, C. Y., Simpson, J. A. 1966, *Ap. J.* **146**, 51.

Crandall, W. E., Milburn, G. P., Pyle, R. W., Birnbaum, W. 1956, *Phys. Rev.* **101**, 329.

Danziger, I. J. 1970, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **8**, 161.

Davids, C. N., Laumer, H., Austin, S. M. 1969, *Phys. Rev. Letters* **22**, 1388.

Dayton, B., Lund, N., Risbo, T. 1969, Paper OG 108—Proc. 11th Conf. on Cosmic Rays, Budapest.

Durgaprasad, N., Fichtel, C. E., Guss, D. E., Reames, D. V., O'Dell, F. W., Shapiro, M. M., Silberberg, R., Stiller, B., Tsao, C. H. 1970, *Phys. Rev.* D **1**, 1021.

Engvold, Ö. 1970, *Sol. Phys.* **11**, 183.

Fan, C. Y., Gloeckler, G., Simpson, J. A. 1968, *Can. J. Phys.* **46**, S 549.

Field, G. B., Goldsmith, D. W., Habing, H. J. 1969, *Ap. J. Letters* **155**, L 149.

Fontes, P., Perron, C., Lestringuez, J., Yiou, F., Bernas, R. 1971, to be published. ORSAY Preprint.

Fowler, W. A., Caughlan, G. R., Zimmerman, B. A. 1967, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **5**, 525.

Fowler, W. A., Reeves, H., Silk, J. 1970, *Ap. J.* **162**, 49.

Garcia-Munoz, M., Simpson, J. A. 1970, Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest. Papers OG 66 and OG 67.

Ginzburg, V. L., Syrovatskii, S. I. 1964, The origin of cosmic rays, Pergamon Press London, New York.

[4]) According to Webber (1971) the N mean mass in G.C.R. is $\bar{A} = 14.65 \pm 0.08$ a value which also favors N ~ 0 at sources.

Gloeckler, G., Jokipii, J.R. 1969, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1448.
Goldsmith, D.W., Habing, H.J., Field, G.B. 1969, *Ap. J.* **158**, 173.
Goldstein, M.L., Fisk, L.A., Ramaty, R. 1970, *Phys. Rev. Letters* **25**, 832.
Gradsztajn, E. 1965, *Ann. Physique, Paris*, **10**, 791.
Greenstein, J.L., Richardson, R. 1951, *Ap. J.* **113**, 536.
Grevesse, N. 1968, *Solar Phy.* **5**, 159.
Grevesse, N. 1969, unpublished thesis, Liege University.
Hayakawa, S. 1968, Progress theoret. Phys. Suppl. p. 156.
Hayakawa, S., Nishimura, S., Takayanagi, K. 1961, *Pub. Astr. Soc. Jap.* **13**, 184.
Herbig, G.H. 1965, *Ap. J.* **141**, 588.
Herbig, G.H., Spalding, Jr. J.F. 1955, *Ap. J.* **121**, 118.
Hjellming, R.M. 1969, *Ap. J. Letters* **4**, 81.
Hjellming, R.M., Gordon, C.P., Gordon, K.J. 1969, *Astr. Astrophys.* **2**, 202.
Hsieh, K.C., Simpson, J.A. 1969, *Ap. J.* **158**, L 37.
Iben, Jr. I.I. 1967, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **5**, 571.
Jones, F.C. 1970, Preprint X-641-70-129 GODDARD Sp. Fl. Center.
Kish, J.M., Webber, W.R. 1969, Midwest cosmic ray conference, Baton Rouge, La.
Krankowski, D., Müller, O. 1967, *Geochim. Cosmochim. Acta* **31**, 1833.
Kristiansson, K., Jonsson, G., Malmqvist, L. 1969, Paper OG 74, Proc. 11th Inter. Conf. on cosmic rays, Budapest.
Lal, D. 1969, *Sp. Sc. Rev.* **9**, 623.
Lal, D., Peters, B. 1967, Handbuch der Physik, **46**/2 p. 574, Springer Verlag, Berlin.
Lavrukhina, A.K., Ustinova, G.K., Ibraev, T.A., Kuznetsova R.I. 1969, in *Meteorite research*, Millman-Reidel p. 227.
Lezniak, J.A., Ormes, J.F., von Rosenvinge, T.T., Webber, W.R. 1969, *Astr. Space Sci.* **5**, 103.
Lezniak, J.A., von Rosenvinge, T.T., Webber, W.R. 1970, Paper OG 68 — Proc 11th Int. Conf. on Cosmic Rays. Budapest.
Lingenfelter, R.E., Ramaty, R., Fisk, L.A. 1971, *Ap. Letters* **8**, 93.
Lund, N., Peters, B., Cowsik, R., Pal, Y. 1970, *Physics Letters* **31**B, 553.
Meyer, J.P. 1970, *Ap. J. Letters* **7**, 61.
Mitler, H.E. 1970, Preprint, Smithsonian Ap. Observatory Special report 330.
Morton, D.C., Adams, T.F. 1968, *Ap. J.* **151**, 611.
Mullie, M., Gauvin, H. 1971, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Thesis. (To be published).
O'Dell, F.W., Shapiro, M.M., Silberberg, R., Stiller, B., Tsao, C.H., Durgaprasad, N., Fichtel, C.E., Guss, D.E., Reames, D.V. 1969, Paper OG 85 — Proc. 11th Int. Conf on Cosmic Rays, Budapest.
Pacheco, J. 1969, *Astr. Astrophys.* **3**, 368.
Pacheco, J. 1970, Preprint, Nice.
Pikel'ner, S.B. 1968, *Soviet Astr.* — AJ **11**, 737.
Quijano-Rico, M., Wanke, H. 1969, in *Meteorite Research* Millmann-Reidel p. 132.
Radin, J. 1970, *Phys. Rev.* C, **2**, 793.
Reames, D.V., Fichtel, C.E. 1967, *Phys. Rev.* **162**, 1291.
Reeves, H. 1970, Tel Aviv Winter School. To be published, Gordon and Breach.
Reeves, H., Fowler, W.A., Hoyle, F. 1970, *Nature* **226**, 727.
Reeves, H. 1971, to be published.
Regnier, S. 1971, Thesis of the university of Bordeaux, unpublished.
Rosenvinge, von, T.T., Ormes, J.F., Webber, W.R. 1969, *Astr. Space Sci.* **3**, 80.
Rosenvinge, von, T.T., Webber, W.R., Ormes, J.F. 1969, *Astr. Space Sci.* **3**, 4.
Rosenvinge, von, T.T., Webber, W.R., Ormes, J.F. 1969, *Astr. Space Sci.* **5**, 342.
Rudstam, G. 1966, *Z. Naturforschung* **21**a, 1027.
Ryter, C., Reeves, H., Gradsztajn, E., Audouze, J. 1970, *Astr. Astrophys.* **8**, 389.
Salpeter, E.E. 1959, *Ap. J.* **129**, 408.
Salpeter, E.E., Wickramasinghe, N.C. 1969, *Nature* **222**, 442.
Schmidt, M. 1963, *Ap. J.* **137**, 758.
Shapiro, M.M. 1970, Invited paper at the I.A.U. XIV Assembly. Brighton 1970.
Shapiro, M.M., Silberberg, R. 1970, *A. Rev. Nucl. Sci.* **20**.
Shima, M., Honda, M. 1963, J. geophys. Research **68**, 2849.
Silberberg, R., Tsao, C.H. 1971, To be published.
Sill, C.W., Willis, C.P. 1962, *Geochim. Cosmochim. Acta* **26**, p. 1209.
Slettebak, A. 1955, *Ap. J.* **121**, 653.
Spitzer, L. Jr., Scott, E.H. 1969, *Ap. J.* **158**, 161.
Spitzer, L. Jr., Tomasko, M.O. 1968, *Ap. J.* **152**, 971.
Tobailem, J., De Lassus, Ch. L., Leveque, L. 1971, Note CEA-N-1466(1).
Waddington, C.J. 1970, 6th interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia, July 70.
Wallerstein, G., Conti, P.S. 1969, *A. Rev. Astr. Astrophys.* **7**, 99.
Webber, W.R. 1971, Communication at the LYNGBY Meeting on isotopic composition of cosmic rays.
Webber, W.R., Damle, S.V., Kish, J.M. 1971, Measurements of the charge and isotope composition of cosmic ray Li Be B nuclei (Preprint).
Webber, W.R., Kish, J. 1970, *Bull. Am. Phys. Soc.* **15**, 620.
Yiou, F., Raisbeck, G.M. 1970, *Ap. Letters* **7**, 129.
Yiou, F., Seide, C., Bernas, R. 1969, *Journal geophys. Res.* **74**, 2447.
Zhdanov, A.P., Fedotov, P.I. 1960, *Soviet Phys. JETP* **37**, 280.

M. Meneguzzi
S.E.P., C.E.N. Saclay, B.P. n°2
F—91 Gif-sur-Yvette

J. Audouze
H. Reeves
I. A. P.
98bis Bd. Arago
F—75 Paris 14°

Printed in Germany by Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen

LIGHT ELEMENT PRODUCTION BY COSMIC RAYS

M. Meneguzzi[+x] and H. Reeves[+]

[+] Section d'Etudes Spatiales, DPHEP, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, (France)

x Département d'Astrophysique Fondamentale, Observatoire de Paris-Meudon (France).

Send proofs to M. Meneguzzi - DAF - Observatoire de Meudon 92190 MEUDON, (France).

Subdivision : Interstellar matter

Main Journal.

APPENDICE 8

M. MENEGUZZI et H. REEVES

La production d'éléments légers par le rayonnement cosmique

Soumis à "Astronomy and Astrophysics".

Résumé : Le taux de production des isotopes de Li, Be, B par l'interaction du rayonnement cosmique avec le gaz interstellaire est réétudié en détail, en faisant usage des dernières données sur les abondances universelles et sur les sections efficaces de spallation. La possibilité que le ^{7}Li galactique soit produit par des particules cosmiques de basse énergie dans le milieu interstellaire ou dans les supernovae est examinée.

ABSTRACT

The yield of the isotopes of Li, Be and B (L isotopes) through cosmic particle bombardment of the interstellar gas is reexamined in detail in the light of the most recent data on nuclear cross sections and elemental abundances. The possibility that ^{7}Li is produced by low energy cosmic rays in interstellar space or in supernova remnants is investigated.

Key words :

Cosmic rays

Gamma rays

Interstellar medium

Nucleosynthesis

1. INTRODUCTION

In Meneguzzi, Audouze and Reeves (1973), henceforth refereed to as MAR, a calculation was presented of the formation rate of the light elements by galactic cosmic ray (G. C. R.) bombardment of the interstellar gas. Considering first ^{9}Be as a monitor it was shown a) that the product of the present formation rate of ^{9}Be times the age of the galaxy (10^{10} years) is quite consistent with the present universal abundance determination of beryllium, and b) that the calculated $^{6}Li/^{9}Be$ $^{10}B/^{9}Be$ and $^{11}B/^{9}Be$ ratios were quite consistent with the corresponding universal ratios. However , the $^{7}Li/^{9}Be$ ratio turned out to be one order of magnitude too low, thus emphasing the need for an extra source of ^{7}Li.

Since then, the cosmic boron abundance has been questioned. Cameron et al. (1973) have proposed an upward revision based on the boron abundance measured in carbonaceous chondrites of type 1 (CC 1), however Audouze et al. (1973), using the solar and interstellar upper limits, have suggested that the boron abundance in enstatite chondrites (EC) is more appropriate. The recent detection and measurement of boron in Vega (Merchant-Boesgaard et al. 1974) would indicate an even smaller B/H ratio ($\simeq 10^{-10}$), consistent with the upper limits already established for the sun ($< 10^{-10}$) (Hall et al. 1974) and interstellar space ($< 7 \times 10^{-11}$) (Morton et al. 1974) : this would suggest strongly that the CCI value is not representative of the solar system abundance. Nevertheless in this paper, we shall consider both cases : a) CCI values, b) stellar values (referred to as universal abundances).

The recent determination by the Copernicus satellite of the ionisation state of the most abundant elements in front of a number of stars can in principle provide upper limits on the low energy cosmic ray fluxes which could be present in the interstellar medium (Meszaros, 1974, Jenkins, 1974) and lead to ^{7}Li formation. This question, however, is still controversial (Field, 1974).

In the present paper, we investigate in more detail the yield of L isotopes through fast particle bombardment of interstellar gas ; this is done by varying the basic parameters of the MAR calculation : chemical composition, energy spectrum and mean escape length of the cosmic particles from the confinement region. We hope that the results will be general enough to apply not only to the propagation of cosmic rays in our galaxy, but also to other hypothetical astrophysical situations where fast particles are confined to limited regions, such as stellar flares, nuclei of active galaxies, or supernova remnants. Particular attention is given to this last case.

In section 2, we recall the propagation model used. In section 3 the various parameters of the problem and their influence on the final results are discussed. In section 4 two possible ways in which low energy cosmic rays could generate the missing ^{7}Li are presented.

2. THE PROPAGATION MODEL

The propagation model used here is described in MAR. It is a simple steady-state leaky box model : accelerating sources, fast particles and gas are uniformly distributed in the same volume, characterised by a mean escape length. We do not believe that any of these simplifying assumptions plays a significant role in the ratios of formation rates of the secondary light elements which will be discussed here. The distribution of cosmic ray escape path lengths X (in g cm^{-2}) in this model is given by :

$$P(X) = \frac{1}{\Lambda} \exp(-X/\Lambda) \qquad (1)$$

where Λ is the mean escape length (in g cm^{-2}). Applied to galactic cosmic rays, and using $\Lambda = 6$ gm cm^{-2} this distribution reproduces quite well the observed ratios between secondary and parent nuclei at GeV energies, such as ^{3}He/^{4}He (Meyer, 1974), L/M and

(Sc to Mn) / Fe(Shapiro et al. 1973, Westergaard et al. 1975) and $(90 \lesssim Z \lesssim 100)/(81 \lesssim Z \lesssim 83)$ (Schramm, 1972). This simple model cannot at present be distinguished from more sophisticated propagation models, in so far as cosmic ray chemical composition is concerned (Ginzburg, 1971 , Ptuskin, 1974, Meyer, 1974).

Recent measurements of cosmic ray chemical composition above a few GeV/nucleon have shown that the amount of matter traversed by cosmic particles falls with energy. However within the limits of experimental error, the results can still be interpreted in terms of the above simple model with an energy dependent Λ ($\Lambda \sim E^{-\alpha}$ with $\alpha \simeq .4$ and E = kinetic energy per nucleon) (Audouze and Cesarsky, 1973, Cesarsky and Audouze, 1974, Webber et al. 1973, Juliusson, 1974). An important fraction of this path length could have been traversed in the sources : it is possible to explain the shapes of the observed spectra by means of an energy dependent escape length from the sources together with an energy independent galactic leakage length, (Cowsik et al. 1973, Meneguzzi, 1973). In any case, below a few hundred MeV/n, Λ is uncertain because of solar modulation effects and we have kept it constant.

3. PARAMETER VALUES

If the nuclear cross sections are taken to be known, the basic parameters of the calculation are the mean escape length Λ , the chemical composition of cosmic rays and of the irradiated gas, and their energy spectrum (in the particular case of G. C. R. interacting with the interstellar medium, these parameters are derived from observation).

3.1 The Nuclear data

The nuclear spallation cross-sections used in this calculation were revised using the latest data (summarized in Epherre et al. 1974, see also Raisbeck and Yiou 1973, Heckman 1974). The data for CNO targets is now rather well established at high energy ($E > 100$ MeV), but is usually poorly known in the vicinity of the thresholds for these reactions. This becomes important in the context of soft incident spectra ($\phi \sim E^{-3}$ to E^{-5}, ϕ being the flux in $cm^{-2}s^{-1}$ GeV/n^{-1}). Furthermore in the low energy region ($E \lesssim 20$ MeV/n), the very poorly known alpha induced reaction cross-sections may give a dominant contribution : their energy thresholds, per nucleon, are usually three to four times smaller than the energy thresholds of the equivalent proton-induced reactions. Therefore, for the softer spectra, the calculated production ratios of light isotopes may well be wrong by a factor of two or three.

For the $\alpha + \alpha \rightarrow {}^{6}Li$, ${}^{7}Li$, ${}^{7}Be$ reactions, the calculated ratios are uncertain by about a factor of two in the low energy region and there is no information at all at high energies. Goldzahl and coworkers are measuring these cross - sections at Saclay. Koslovsky and Ramaty (1974) have recently pointed out that earlier estimates of the $\alpha + \alpha \rightarrow {}^{7}Li$, ${}^{7}Be$ cross-sections (using the measured cross-section of the reverse process and applying the principle of detailed balance) did not take into account the reaction channels leading to excited states of the final nucleus : these could contribute about as much as the ground stage. For ${}^{6}Li$ on the other hand, this effect is negligible. A recent measurement by King et al. (1974) of the $\alpha + \alpha \rightarrow {}^{7}Li$ cross section near threshold ($E > 36$ MeV) shows that the contribution of the Li first excited level is $\simeq 50$ % that of the ground state.

We shall also consider here the emission of nuclear gamma rays from the bombardment gas. A study of the production rate of nuclear gamma rays by fast particles in space has been made by Meneguzzi and Reeves (1975). In the gamma energy range above 1 MeV, emission is dominated by ^{12}C and ^{16}O lines. Here we shall consider only the most prominent one ^{12}C at 4.4 MeV. The proton excitation function (figure 2) rises from zero at $\simeq$ 5 MeV to $\simeq$ 30 mb/st around 10-20 MeV ; it then decreases. Above E = 100 MeV, preliminary results by Alard et al. (1975) indicate that it probably reaches a plateau at around 1 mb/st..

3.2. The effect of varying the escape length

In MAR, the spectral shape of the cosmic ray flux, its chemical composition at the source and its mean escape length were adjusted by comparison with the observed ratios of secondary to primary nuclei in G.C.R. The best choice appeared to be an injection spectrum $q \sim W^{-2.7}$ (W = total energy per nucleon), Λ = 6 g cm^{-2}. The resulting interstellar flux was normalized to the observed proton flux at 10 GeV.

$$\phi_p \text{ (10 GeV)} = 2.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \qquad (2)$$

The injected chemical composition is that given by Shapiro et al. (1973) It can be obtained roughly by taking a solar composition and multiplying everything except H and He by five. Thus the Z value of the G.C.R. (the mass fraction of elements heavier than He) is $\simeq$ .10 instead of .02 as in the sun. The bombardment gas was assumed to have a standard composition (Cameron, 1973).

For this paper we first repeated the MAR calculation for various escape lengths. The results are shown in figures 3 to 7. The contribution of the rapid p and α's interacting with interstellar heavy atoms (called Rp), of the rapid heavy nuclei with interstellar H and He (RH) and of $\alpha + \alpha$ reactions are shown separately, together with their sum. The fluxes are normalized in such a way that the interstellar proton flux at 10 GeV has its observed value (equation 2).

We note three important points : a) the RH and $\alpha + \alpha$ contributions are always smaller than the Rp contribution ; b) consequently, except for the H/He ratio, the chemical composition of G. C. R. source is quite unimportant ; c) the formation ratios and rates are practically independent of the escape length (this generalizes the results of MAR ; uncertainties in the choice of Λ have no effect on the computed production rates).

For small values of Λ (less than a fraction of 1 g cm^{-2}) the formation ratios are very different for the RH and $\alpha + \alpha$ components. This becomes important for soft cosmic ray spectra (figures 8 to 17) : a larger fraction of the produced L elements escape from the confinement region, and so there is a decrease in the effective energy range for which fast L nuclei are produced and reactions with the lowest energy thresholds are favored. Therefore, high values of the ratios $^7Li/^6Li$ and Li/Be in the irradiated gas are obtained. However, this effect is not expected to play an important role in actual situations, since the energetic cost of the produced L elements is (for small Λ) inversely proportional to Λ and becomes too high.

3. 3 The effect of varying the spectral shape

The effect of low energy particles has been tested with the hypothetical injection spectra $q \sim E^{-2.6}$, E^{-5} and E^{-7}. It can be shown that below 100 MeV, an injection spectrum $q \sim E^{-n}$ $(n > 2)$ gives rise to a steady-state spectrum E^{-n+2} ; at these energies, nuclear destruction and escape are negligible with respect to slowing down by ionization and, for $n > 2$, the flux (see MAR) reduces to

$$\phi_i(E) \simeq \frac{1}{W_i(E)} \int_E^{\infty} q_i(E')\, dE' \qquad (3)$$

where $w_i(E) = -\left(\frac{dE}{dX}\right)_i \sim E^{-1}$. To avoid confusion, however, we shall in each case give the shape of q and ϕ. For convenience, the normalization is again given by equation 2 (the formation rates scale linearly with ϕ_p (10 GeV).

The results are shown in figures 8 to 17. Contrary to the previous case, we note that a) the $\alpha+\alpha$ contribution dominates the formation of ^{6}Li and ^{7}Li, b) the yields of RH and Rp are quite comparable (because of their low energy the fast L nuclei are themalized with little destruction), c) the ratios are quite insensitive to the value of Λ only for $\Lambda > 3$ g cm^{-2}. In table 1, the ratios are given for $\Lambda > 3$ g cm^{-2} and compared formally with universal abundances. Note the progressive increase of the ratios ^{7}Li/^{6}Li and Li/Be as we move to softer spectra : this is due to reaction energy threshold differences.

4.4 The effect of varying the composition of the gas

We tested also how the formation rates of the L elements were affected by the chemical composition of the irradiated gas. We considered a gas having solar composition in which all the chemical abundances except those of H and He were raised by 3, 10 and 30. The results are given in table 2 for spectra $\sim E^{-5}$ ($q \sim E^{-7}$) and $\Lambda > 3$ g cm^{-2}. The most remarkable effect is the enhancement of B production with respect to the other elements when the gas is enriched with heavy material.

4. ASTROPHYSICAL IMPLICATIONS

The results presented in the previous section will now be considered in the context of various astrophysical applications.

4.1 A low energy component of interstellar cosmic rays

At energies above a few hendred MeV/n, we may obtain a reasonable picture of the interstellar G.C.R. flux by assuming a source injection spectrum $q \sim W^{-2.7}$ and an escape length $\Lambda \simeq 6$ g cm^{-2} at a few GeV/n slowly decreasing for higher energies. Because of solar modulation, we have practically no information on the G.C.R. flux below 100 MeV/n. In particular, we do not know if there is a high flux in the few MeV/N range. A low energy component has been proposed in the past in order to explain the ionization rate of the interstellar medium (Spitzer and Tomasko, 1968, Goldsmith et al, 1969) : recent data on the He and D flux in the $\simeq$10 MeV/n region (Garcia-Munoz et al , 1973, Teegarden et al, 1973, Fisk, 1973, Meyer, 1974, Hurford et al 1973) point towards such a component.

Low energy particles would affect the interstellar medium in many ways : they would help ionize the gas, generate nuclear gamma rays and alter the rate at which the light elements are formed. Furthermore, their existence would imply an acceleration mechanism ; the implied energy source would hav e to be taken into account in the enrgy balance of the galaxy as a whole.

Let us assume that, in addition to the observed G.C.R. flux which is capable of generating the cosmic ^{6}Li, ^{9}Be, and also the ^{10}B and ^{11}B with the universal abundances of fig. 1, there is also a sufficient low energy cosmic ray component to generate the missing ^{7}Li and possibly some other isitopes. We can in this way estimate the interstellar ionization rate, gamma ray emission and the required power input. These evaluationsare faced with an extra problem : while the L element and nuclear gamma ray production rates have a low energy threshold in the MeV region, this is not the case for the ionization rate. Therefore, the discussion must involve the estimation of a low energy cut-off. Particles with less than a few MeV because of their diffusion motion and short ionization range can hardly escape their sources and are consequently unlikely to pervade the interstellar medium.

We chose cut-offs in the 1 to 10 MeV/n. These values are too low to alter formation rates significantly, but do affect strongly the corresponding ionization rates and energy inputs.

4.1.a The ratios of L elements

We assume therefore that the light element abundances in the Galaxy can be explained by adding to the G.C.R. contribution (which leads to $Be/H = 2 \times 10^{-11}$ and the other isotopes in the ratios of the first line of table (1)) a low energy cosmic ray component such that $^{7}Li/H = 10^{-9}$ after 10^{10} years. The net effect is given in table 3. The agreement is fair (not better than a factor of two, but this is probably within the uncertainties of the low energy cross-sections). The required low energy flux for protons (the source composition being that given by Shapiro et al. 1973) is given by :

$$\phi_p(E) = 1.7 \times 10^{5} E^{-5} \ cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1} \quad (4)$$

or by $\phi_p(E) = 1.4 \times 10^{3} E^{-3} \ cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1}$ (5)

with E in MeV.

4.1.b The ionization losses

Fast particles passing through a dilute gas will generate L atoms and also produce a certain ionization rate. The relationship between these two phenomena is discussed in Ryter et al. (1971). Here we shall consider the production of ^{7}Li by low energy particles. The dominant reaction is then $\alpha + \alpha \rightarrow Li$, and the ionization "fee" required to generate one Li can be written as :

$$\eta = \frac{\sum_{i,j} n_i \ \phi_j(E) \left(\frac{dE}{dt}\right)_{ji} dE}{n_\alpha \ \phi_\alpha(E) \ \sigma_{\alpha\alpha Li}(E) \ dE} \simeq \frac{\zeta_{CR} \ \Delta E}{\frac{d}{dt}\left(\frac{Li}{H}\right)} \quad (6)$$

$$= 2 \times 10^{16} \ \zeta_{CR} \ erg \quad (7)$$

where n_i is the gas density of species i, Φ_j the flux of species j, ΔE the mean energy lost per H ionization ($\simeq$ 36 eV), ζ_{CR} the resulting ionization rate in the gas per H atom per second. Note that η depends on the value of the ratio He/H in the low energy cosmic ray component. We have used the G.C.R. value He/H = 0.05 at injection (at the same energy per nucleon) (Ryan et al. 1972, Shapiro et al. 1973).

From observational data on interstellar matter, several authors have deduced a total ionization rate $\zeta \simeq 2 \times 10^{-15}$ s^{-1} (see review by Dalgarno and McCray, 1972). Recent data from the Copernicus satellite in front of a number of stars would seem to exclude low energy cosmic rays as being the heating agent (Meszaros, 1973 and 1974, Jenkins, 1974). Using the measured states of ionization of C and N atoms, these authors conclude that $\zeta_{CR} < 5 \times 10^{-17}$ s^{-1}, which is about 50 times smaller than required value. This conclusion does not hold for time dependent models (Gerola et al. 1974, Kafatos et al. 1974) nor if, as suggested by Steigman (1974), charge exchange reactions play an important role in the ionization equilibrium of multiply ionized states (Field, 1974). Nevertheless, since $\zeta_{CR} < \zeta$, equation 7 gives an upper limit for the energy input required per ^{7}Li atom :

$$\eta < 40 \text{ ergs} \qquad (8)$$

Thus, in order to make lithium by low energy interstellar cosmic rays, the conditions must be such that the "fee" is less than 40 ergs, since otherwise the ionization is too strong. The corresponding output per H atom is given by

$$\eta \frac{d}{dt}\left(\frac{Li}{H}\right) = 10^{-25} \text{ erg } H^{-1} \text{ } s^{-1} \qquad (9)$$

($\simeq 10^{41}$ ergs s^{-1} for the whole Galaxy, which is quite close to the G.C.R. power emitted in the high energy range (E > 100 MeV). We see again, therefore, that the "fee" should not exceed 40 ergs, since otherwise the low energy flux will be more expensive than the observed G.C.R. one, and the "energy budget" would have to be accounted for. If $\zeta_{CR} < 5 \times 10^{-17}$ s^{-1} (as in the above references), $\eta < 1$ erg.

Table 4 shows the "fee", computed for various spectral shapes defined by spectral index and low energy cut-off E_c. The situation is rather delicate : the low energy flux must reach down to 10 MeV/n if the process is to contribute usefully, but must not extend below ~ 3 MeV/n, if serious incompatibilities with the ionization data for the interstellar medium are not to arise. Of course, the situation could have been different in the past. The low energy cosmic ray flux deduced from the condition that $^7Li/H = 10^{-9}$ after 10^{10} years is a value averaged over the life of the Galaxy. Work on the chemical evolution of the Galaxy has led to the current belief that stellar activity was higher in the past, particularly in the first billion years, than it is now. Whatever, may be the source of the low energy particles, their production rate can be assumed to be related to the rate of star formation and therefore to have been higher in the past. In MAR calculations, it was assumed that any possible enhancement of the cosmic ray input in the early Galaxy would be roughly compensated by the lower abundance of target elements. However this will not be true for $\alpha + \alpha$ reactions if ^4He is primordial. The main effect of the low energy cosmic ray flux is precisely the production of Li by these reactions and so the flux required now could be 5 or 10 times smaller than the given one ; this could somewhat redress the balance.

A further source of uncertainty comes from the He/H ratio in the proposed low energy cosmic rays : it could be different from the G.C.R. value used here.

4.1.c Gamma rays

As discussed above, the discussion is limited to the emission of the 4.4 MeV line due to inelastic scattering of ^{12}C, and due also to the deexcitation of ^{11}B produced in the spallation of ^{12}C. There is first a component produced by high energy protons striking interstellar carbon. The energy integrated source function around 4.4 MeV, taking $\Phi_p(E>100\ MeV) \simeq 10\ cm^{-2}\ s^{-1}$, $<\sigma> \simeq 1$ mb and $n_C/n_H \simeq 5 \times 10^{-4}$, is

$$\Phi_p(E>100\ MeV) <\sigma> \frac{n_C}{n_H} \simeq 5 \times 10^{-30}\ s^{-1}\ st^{-1}\ H\ atom^{-1}$$

Since this line is emitted from a recoiling nucleus, its width will be $\simeq 40$ keV, and the source function will be :

$$q_\gamma(4.4\ MeV) \simeq 10^{-28}\ s^{-1}\ H^{-1}\ st^{-1}\ MeV^{-1}$$

A second contribution comes from the fast C excited by interstellar protons and emitting a gamma in flight. The energy integrated line intensity will be

$$\simeq \Phi_C(E>100\ MeV) <\sigma> \simeq 2 \times 10^{-29}\ s^{-1}\ H^{-1}\ st^{-1}$$

since $\Phi_C\ n_H / \Phi_H\ n_C \simeq 5$.

The line will be Doppler broadened to two or three MeV, so that

$$q'_\gamma(4.4\ MeV) \simeq 10^{-29}\ s^{-1}\ H^{-1}\ st^{-1}\ MeV^{-1}$$

A wide and a narrow line will therefore be superposed, as seen in the detailed calculation of Meneguzzi and Reeves (1975). The line intensity obtained from these source functions throughout the Galaxy

is given by the product :

$$\Phi_\gamma (E) = N_H \, (q_\gamma (E) + q'_\gamma (E)) \qquad (15)$$

where N_H is the number of H atoms per cm^2 in the line of sight. The mean value of N_H over all directions is 3×10^{21} (Hayakawa and Matsuoka, 1964) ; the maximum value is around 10^{23} cm^{-2} in the direction of the galactic center (Ryter et al. 1975, Paul et al. 1975, see discussion in Meneguzzi and Reeves, 1975). The largest obtainable value of Φ_γ(4.4 MeV) is thus $\simeq 10^{-5}$ photons cm^{-2} s^{-1} st^{-1} MeV^{-1}, two orders of magnitude below the observed isotropic background flux (see Trombka et al. 1973, Shönfelder et al. 1974). Therefore we do not expect to observe the γ ray lines emitted by the high energy (observed) part of the G.C.R. : they are deeply buried in the background

As discussed above, low energy protons have an average cross-section of $\simeq$ 7 mb/st for 4.4 MeV gamma production. The source function around 4.4 MeV is

$$\simeq 3 \times 10^{-30} \, \Phi_p (E > 5 \text{ MeV}) \; H^{-1} \; s^{-1} \; st^{-1} \qquad (16)$$

while the source density reaches a value

$$q_\gamma (E) \simeq 10^{-28} \, \Phi_p (E > 5 \text{ MeV}) \; H^{-1} \; s^{-1} \; st^{-1} \; MeV^{-1} \qquad (17)$$

The low energy proton flux required for the formation of Li in the interstellar medium is $\simeq 70$ cm^{-2} s^{-1}; from eq. 17, the resulting gamma ray flux would be still 5 times too low to emerge from the reported background :

$$\Phi_\gamma (E) \simeq 7 \times 10^{-4} \; cm^{-2} \; s^{-1} \; st^{-1} \; MeV^{-1}$$

Consequently, neither the expected gamma ray flux nor the abundance ratios (with their inherently large uncertainties) can at present be used as evidence against a model where Li is made by low energy interstellar

cosmic rays. The situation is much less satisfactory with respect to the observed rate of ionization of the interstellar medium, making the model somewhat unrealistic at the present time.

4.2 Spallation in localized sources : L elements and nuclear gamma rays in supernova remnants

We shall not discuss here the processes which accompany shockwaves, where temperature are extremely high and ionization losses considerably reduced, as considered by Colgate (1973) or Hoyle and Fowler (1973). We rather consider phenomena where spallation takes place in gases colder than a few tens of keV : this could be in expanding supernova shells following the initial shock wave, or other astrophysical configurations where "cold" acceleration is assumed to take place.

Various arguments, summarized in Reeves (1974), suggest that the total energy content in the form of fast particles ($E > 0.1$ MeV) leaving a supernova (SN) is at most of the order of 1 to 3 x 10^{51} ergs. These particles will be at least partially confined in the SNR, and so will generate light elements which will eventually mix with the interstellar gas. They will also produce nuclear gamma rays and the entire SNR should become a potentially detectable extended source, at least when it becomes large enough to be transparent to MeV gamma rays (several months after the explosion).

4.2.a The ratios of the L elements

It is important to note that in this case, the target gas need not have a cosmic composition. It would indeed seem quite natural to suppose that in a SN remnant the metal abundance will be higher ; the result of making this assumption is shown in table 2. The L elements are

made in situ in the expanding remnant and are later dispersed throughout the interstellar gas. The L element ratio is then obtained by adding to the contribution from the sources the "field" contribution of the G.C.R., and the results are given in table 5.

Again, as in table 4, the discrepancies are not larger than a factor of tow or three. Note in particular that the Li/B ratio has been lowered, while the B/Be ratio has still the large value required if the CCI boron were universal. The $^{11}B/^{10}B$ ratio is loo large ; however, this is not too serious since this ratio is very sensitive to the initial $^{14}N/^{13}C$ ratio in the gas and so can be fixed in a quite arbitrary way.

4.2.b Gamma ray emission

We know nothing about the energy spectrum of fast particles in a SNR. Gamma ray emission would be most favoured if the majority of the particles were concentrated in the low energy region just above threshold ($E \geq 10$ MeV). The equivalent number of protons is 10^{56} and their mean flux is

$$\phi_p \simeq \frac{10^{56} \; v}{4R^3 \times 3 \times 10^{55}} \simeq \frac{4 \times 10^9}{R^3} \qquad (18)$$

(in $cm^{-2}\ s^{-1}$) the remnant radius being expressed in pc. We have already seen that the source density function for gamma rays from the first ^{12}C level is :

$$q(E) \simeq 10^{-28}\ \phi_p \quad s^{-1}\ st^{-1}\ MeV^{-1}\ H\ atom^{-1}$$

The flux at the earth is then :

$$\phi_\gamma(E) \simeq 10^{15}\ \frac{q(E)}{D^2}\ \frac{M}{M_\odot} \simeq 10^{-13}\ \frac{\phi_p}{D^2}\ \frac{M}{M_\odot}$$

where M is the mass of the remnant and D its distance from the sun in kpc. Replacing Φ_p by its value and taking $M \simeq 5\ M_\odot$, we obtain :

$$\Phi_\gamma(E) \simeq \frac{2 \times 10^{-4}}{D^2\ R^3} \quad cm^{-2}\ s^{-1}\ MeV^{-1}$$

Therefore, if the radius of the remnant $R \simeq 1$ pc, and it is at a distance $D \simeq 1$ kpc, this flux could be observable if the resolution were better than 10° (the background is $\simeq 10^{-3}\ cm^{-2} st^{-1}\ MeV^{-1}\ st^{-1}$).

Detection at this level should soon become technologically possible.

4.2.c Energetics

From table 4, it would appear that the minimum "cost" for the production of one Li atom is $\simeq 1$ erg, and is obtained for particles at around 10 MeV : lower energy particles are below threshold while higher energy particles have less favorable nuclear cross sections.

Taking the favorable case that the particles confined in the SNR are mostly in the optimum energy range, up to 10^{51} Li atoms could be made in one SN.

The total number of SN which have appeared in the Galaxy is likely to have been between 3×10^8 (from the present rate of SN) and 3×10^9 (allowing for a plausible increased rate in the past from nucleosynthesis arguments). The maximum number of ^{7}Li atoms formed this way could lead to a ^{7}Li/H ratio of 2×10^{-8}, which is about twenty

times larger than the observed value. This is of course an extreme upper limit ; a more realistic discussion would surely reduce this number by a significant factor, whose value cannot as yet be assessed.

In summary, neither the L isotope ratios, nor the gamma ray flux, nor the energetics can exclude the hypothesis that L elements were formed in SNR ; however, the situation does not appear too promising from the point of view of the energetics.

5. CONCLUSIONS

We have investigated how the formation ratios of L isotopes by spallation in space behave as a function of the escape length Λ of the bombarding particles, of their energy spectrum and of the chemical composition of the target gas. The ratios are found to be rather insensitive to the value of Λ, so long as $\Lambda > 3$ g cm^{-2}. At lower Λ, they vary enormously for soft spectra, but the energy input for each L atom produced becomes unrealistically high. In a similar way, the ratios are quite sensitive to the fraction of the incident flux made up of very low energy particles, and, also to the chemical composition of the irradiated gas (or of the incident particles).

In all cases considered here, the computed $^7Li/^6Li$ and Li/Be ratios were found to be larger than 1 and 10 respectively. The universal values ($^7Li/^6Li \simeq 12$ and $Li/Be \simeq 100$) can be obtained by assuming the existence of a strong low energy cosmic ray flux, with a soft spectrum ($\sim E^{-3}$ or E^{-5}). The B/Li ratio is usually around 1 and B/Be is always larger than 10. Simultaneous high values of these ratios, compatible with the CC1 boron abundance advocated by Cameron et al., are found only by assuming that the target gas is appreciably enriched in CNO with respect to the cosmic abundance. However, the B/H value measured in Vega suggests strongly that the CC1 value is not universal.

In order to account for the cosmic abundance of ^{7}Li (and for the lithium isotopic ratios in meteorites), we have studied two possibilities a) the existence of a very strong flux of low energy cosmic rays throughout space and b) the existence of large fluxes of low energy particles trapped in supernova remnants.

In view of the large uncertainties of low energy nuclear cross sections, the estimated L element formation ratios cannot exclude either of the two models (at least, for particular choices of the parameters). The gamma ray flux corresponding to both models is too small to be detected by existing instruments ; however, in the near future we should be able to observe the extended gamma ray sources which would be associated with supernovae if ^{7}Li is born there.

The ionization rate of the interstellar medium is rather too low to be easily reconciled with the notion that Li is produced by a low energy cosmic ray component, while the total energy leaving SN is only a little larger than the energy required to generate ^{7}Li. In short, Li formation by low energy particles cannot be ruled out, but does not appear too promising.

Other possible origins of ^{7}Li are : a) the Big Bang, if the density of the universe is in the range $6 \times 10^{-31} - 10^{-30}$ g/cm^3 (Wagoner, 1973) ; b) thermonuclear reactions in red giant envelopes (Cameron and Fowler, 1971). See the recent review by Reeves (1974).

Better knowledge of the ionization equilibrium of the interstellar medium, or the detection of nuclear lines, would help to discriminate between the various theories of cosmic ray ^{7}Li production.

q(E)	Φ(E) below 100 MeV/n	$^{7}Li/^{6}Li$	$^{6}Li/Be$	$^{7}Li/Be$	B/Be	Li/B	$^{11}B/^{10}B$
$W^{-2.7}$		1.9	3.5	6.4	14	0.7	2.4
$E^{-2.5}$	$E^{-0.5}$	3.5	9	32	22	1.9	3.5
E^{-5}	E^{-3}	8	30	220	48	5.3	8
E^{-7}	E^{-5}	15	40	580	250	2.5	11
CCI		12.	4	50	200	25	4
Universal values		12.	8	100	10	10	4

TABLE 1

Light element formation ratios from different injection spectra with standard cosmic ray composition, interacting with a gas with cosmic composition. Here q(E) is the injection spectrum and Φ(E) the resulting steady state spectrum. Universal and carbonaceous chondrite of type I values are shown for comparison.

j	$^{7}Li/^{6}Li$	$^{6}Li/Be$	$^{7}Li/Be$	B/Be	Li/B	$^{11}B/^{10}B$
1	15	40	580	250	2.5	11
3	14	24	340	340	1.0	15
10	13	11	140	420	0.37	16
30	9.4	6	56	450	0.14	17
CCI	12	4	50	200	.25	4
Universal values	12	8	100	10	10	4

TABLE 2

Light element formation ratios from bombardment of gases with different chemical composition : j is the enrichment factor of all elements with $Z \geq 6$ with respect to their universal abundance. The flux is $\Phi \sim E^{-5}$ ($q \sim E^{-7}$) with H/He = 25. Universal and CCI values are given for comparison.

q(E)	ϕ(E) E<100 MeV/n	$^7Li/^6Li$	$^6Li/Be$	$^7Li/Be$	B/Be	Li/B	$^{11}B/^{10}B$
E^{-7}	E^{-5}	8.5	6.5	5	35	1.7	5.3
E^{-5}	E^{-3}	6	8.3	4	57	2.7	3.8
CCI		12	4	5(	200	.25	4
Universal values		12	8	10(	10	10	4

TABLE 3

Formation ratios obtained by combining production by observed cosmic rays with production by a soft low energy component normalised in such a way that $^7Li/H = 10^{-9}$ after 10^{10} years. q is the injection spectrum and ϕ the resulting steady-state flux (see text). The last two lines give the universal and carbonaceous chondrite of type I values.

E_C (MeV)		1	3	5	9
Φ	q				
E^{-3}	E^{-5}	2×10^3	80	16	3
E^{-5}	E^{-7}	2.6×10^5	10^3	84	4

TABLE 4

The energy output η per ^{7}Li atom formed (in erg) for various choices of spectral index and low energy cut-off E_C, with an escape length greater than several g/cm^2.

j	$^{7}Li/^{6}Li$	$^{6}Li/Be$	$^{7}Li/Be$	B/Be	Li/B	$^{11}B/^{10}B$
1	8.5	6.5	55	35	1.7	5.3
3	8.5	6.2	52	59	1	8
10	7.9	5.6	44	130	0.38	12
30	6.5	4.7	31	230	0.15	15
CCI	12	4	50	200	.25	4
Universal values	12	8	100	10	10	4

TABLE 5

Effect of the observed cosmic rays in the interstellar gas combined with that of a low energy spectrum $\Phi \sim E^{-5}$ (given in table 2) interacting with a gas of solar system composition where all the elemental abundances $Z > 2$ are enhanced by a factor j. Observed values are shown for comparison.

REFERENCES

Alard, et al. to be published.

Audouze, J., Lequeux, J., and Reeves, H. 1973, Astron. and Astrophys., 28, 85.

Audouze, J., and Cesarsky, C.J. 1973, Nature, 241, 98.

Cameron, A.G.W. 1973, Sp. Sci. Rev., 15, 121

Cameron, A.G.W., Colgate, S.A., and Grossman, L. 1973, Nature, 243, 204

Cameron, A.G.W., and Fowler, W.A. 1971, Astrophys. Jour. 167, 111

Cesarsky, C.J., and Audouze, J. 1974, Astron. and Astrophys., 30, 119

Colgate, S.A. 1973, Astrophys. Jour., 181, L53

Cowsik, R.,and Wilson, L.1973, Denver, 1, 359

Dalgarno, A., and Mc Cray, R.A. 1972, Astron. and Astrophys. 10, 375

Epherre, M., Gaffet, B., Meyer, J.P., and Reeves, H. 1974, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 12, 464

Field, G.B. 1974, Summer School in Theoretical Physics, Les Houches.

Fisk, L.A. 1973, Bul. Am. Phys. Soc.,18, 664

Garcia-Munoz, M., Mason, G.M., and Simpson, J.A. 1973, Denver, 2, 1304

Gerola, H., Kafatos, M., and Mc Cray, R. 1974, Astrophys. Jour. 189, 55

Ginzburg, V.L. 1971, 12th International Cosmic Ray Conference, Hobart, Invited Paper.

Goldsmith, D.W., Habing, H.J., and Field, G.B. 1969, Astrophys. Jour., 158, 173.

Heckmann, H.M., et al. 1974, Conference on Cosmic Ray Isotopic Composition Durham, New-Hampshire.

Hoyle, F.,and Fowler, W.A. 1973, Nature,241, 384

Hurford, G.J., Mewaldt, R.A., Stone, E.C. and Vogt, R.E. 1973, Denver, 1, 93

Jenkins,E.B.,Private communication.

Juliussion, E. 1974, Astrophys. Jour. 191, 331

Kafatos, M., Gerola, H., Hatchett, S., and Mc Cray, R. 1974, Astrophys. Journ., 187, L 113

.../.

King, C.H., Rossner, H.H., Chien, W.S. and Austin, S.M. 1974, Annual Report of the Michigan State University Cyclotron Laboratory (sept. 74)

Koslovsky, B., and Ramaty, R. 1974, Astrophys. Jour. 191, L.43

Meneguzzi, M. 1973, 13th International Cosmic Ray Conference, 1, 378

Meneguzzi, M., Audouze, J., and Reeves, H. 1971, Astron. and Astrophys. 15, 337

Meneguzzi, M.,and Reeves, H. 1975, to be published.

Merchant-Boesgaard, A., Praderie, F., Leckrone, D.S., Faraggiana, R. and Hack, M. 1974, Astrophys. Jour. Letters (15 Dec. 1974)

Meszaros, P. 1974, Astrophys. Jour. 191, 79

Meszaros, P. 1974, Nature, 248, 35

Meyer, J.P. 1974, Thesis, Orsay, France.

Morton, D.C. 1974, Astrophys. Jour. 193, L35

Paul, J., Cesarsky, C., and Cassé, M. 1975, to be published.

Ptuskin, V,L. 1974, Astro. and Sp. Sci. 28, 17

Raisbeck, G. and Yiou, F. 1973, 13th International Cosmic Ray Conference, 1, 494

Reeves, H. 1974, Ann. Rev. of Astron. and Ap., 12, 437

Ryan, M.J. and Ormes, J.F.,and Balasubrahmanyan , 1972, Phys. Rev. Lett. 28, 985 (+ erratum Phys. Rev. Lett. 28, 1497)

Ryter, C., Cesarsky, C.,and Audouze, J. 1975, to be published.

Ryter, C., Reeves, H., Gradsztajn, and Audouze, J. 1970, Astron. and Astrophys., 8 , 389

Schramm, D.N. 1972, Astrophys. Journ. 177, 325

Schonfelder, V. and Lichti, G. 1974, Astrophys. Jour. 191, L1

Shapiro, M.M., Silberberg, R., and Tsao, C.H. 1973, 13th Inter. Cosmic Ray Conf., Denver, 1, 578

Spitzer, L. Jr., and Tomasko, M.G. 1968, Ap. J. 152, 971

Steigman , 1974, quoted by Field (1974)

Teegarden, B.J., Von Rosenvinge, T.T.,and Mc Donald F.B.1973, 13th International Cosmic Ray Conference, 1, 99.

.../.

FIGURE CAPTIONS

Figure 1 - Observed Li Be B abundances relative to hydrogen. The two boron meteoritic values are from carbonaceous chondrites of type 1 (the highest figures) and enstatite chondrites. The stellar B abundance is from Merchant-Boesgaard (1974). See general references in Reeves (1974).

Figure 2 - The measured $^{12}C(p,p')^{12}C\ (\gamma)^{12}C$ cross sect on. The symbol γ indicates experiments in which deexcitation γ rays were detected. In other experiments, only the outcoming proton momentum is measured.

Figure 3 - The rate of ^{9}Be production as a function of escape pathlength from the confinement region obtained by irrading a gas having solar system composition with a cosmic ray flux whose source spectrum $q \sim W^{-2.7}$. The flux is normalised to reproduce the observed flux at 10 GeV/n. The symbol Rp (rapid protons) indicates the effect of cosmic p and α on heavy nuclei at rest, RH (rapid heavies) indicates the effect of heavy cosmic nuclei on p and α at rest.

Figure 4 - As figure 3 for the $^{7}Li/^{6}Li$ ratio. The symbol $\alpha\alpha$ indicates the result of $\alpha + \alpha \rightarrow {}^{7}Li,\ {}^{6}Li,\ {}^{7}Be$ reactions. The same spectrum is $q \sim W^{-2.7}$.

Figure 5 - Asfigure 3 for the $^{11}B/^{10}B$ ratio and a source spectrum $q \sim W^{-2.7}$.

Figure 6 - As figures 3 and 4 for the Li/Be ratio and a source spectrum $\sim W^{-2.7}$. The symbol $\alpha\alpha$ indicates the ratio of Li produced by $\alpha + \alpha$ to Be produced by the RH process.

Figure 7 - Same as figure 6, for the Li/B ratio and a source spectrum $\sim W^{-2.7}$.

Figure 8 - As figure 3 for a source spectrum $q \sim E^{-2.7}$ (E = kinetic energy per nucleon). As in figure 3, the resulting flux is normalised to the observed flux at 10 GeV/N.

Figure 9 - As figure 4 for a source spectrum $q \sim E^{-2.7}$.

Figure 10 - As figure 4 for a spectrum $q \sim E^{-2.7}$.

Figure 11 - As figure 6 for a source spectrum $q \sim E^{-2.7}$

Figure 12 - As figure 6 for a spectrum $q \sim E^{-2.7}$.

Figure 13 - As figure 3 for a source spectrum $q \sim E^{-7}$ (the resulting steady state flux is $\phi \sim E^{-5}$ at low energy. See text.

Figure 14 - As figure 4 for a source spectrum $q \sim E^{-7}$.

Figure 15 - As figure 4 for a source spectrum $q \sim E^{-7}$.

Figure 16 - As figure 6 for a source spectrum $q \sim E^{-7}$.

Figure 17 - As figure 6 for a source spectrum $q \sim E^{-7}$.

Figure 18 - The interstellar cosmic ray flux. The lower curve shows the steady state flux resulting from an injection spectrum $q \sim W^{-2.7}$, with an escape length of 6 g/cm^2. The E^{-3} and E^{-5} spectra represent the added hypothetical low energy component which gives $^7Li/H = 10^{-9}$ in 10^{10} years ; the low energy cut-off at 5 MeV/N is consistent with the ionisation rate of HI regions.

Trombka et al. 1973, Astrophys. Jour. 181, 737

Van Hollebeke, M.A.I., Wang, J.R., and Mc Donald, F.B., 1973, 13th Inter. Cosmic Ray Conference. 2, 1298.
Wagoner, R.V., 1973, Astrophys. Jour. 179, 343

Webber, W.R., 1973, Rapp. paper (Denver) 13th Inter. Cosmic Ray Conf. (vol. 5)

Westergaard, N., et al. 1975, to be published.

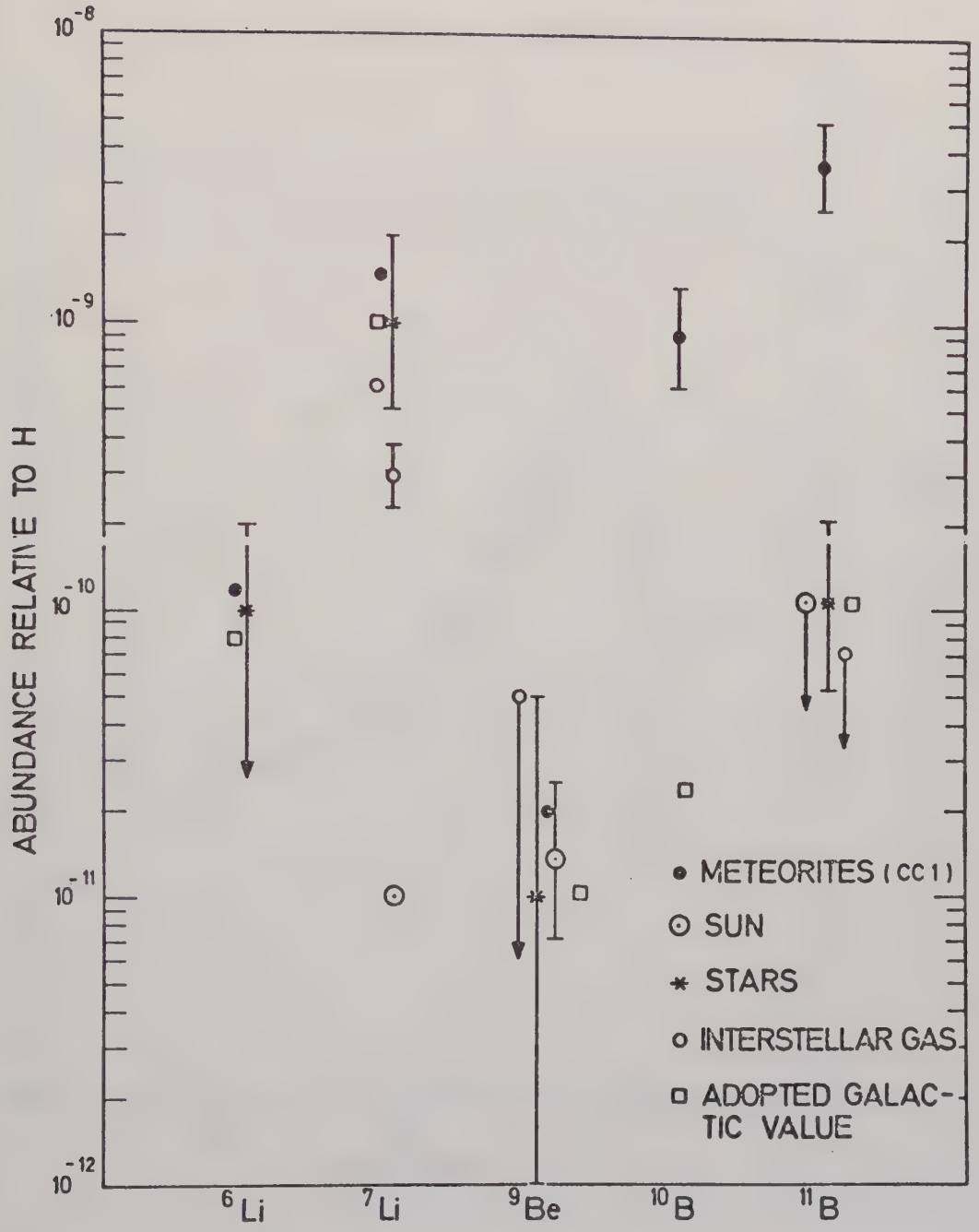
ABUNDANCE RELATIVE TO H
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
10^{-11}
10^{-12}
^{6}Li
^{7}Li
^{9}Be
^{10}B
^{11}B
METEORITES (CC1)
SUN
STARS
INTERSTELLAR GAS
ADOPTED GALACTIC VALUE

Fig. 1

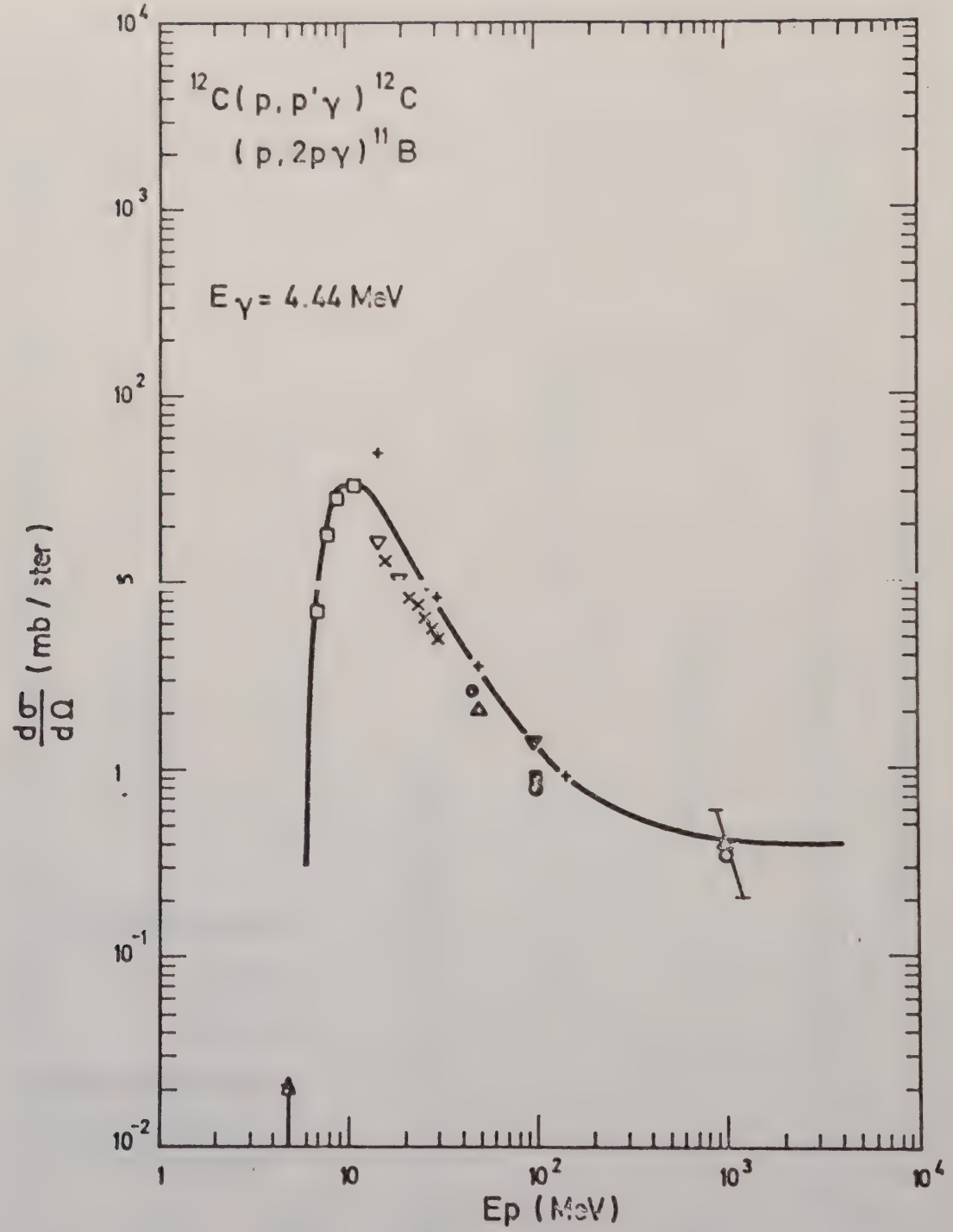
$^{12}C(p,p'\gamma)^{12}C$
$(p,2p\gamma)^{11}B$
$E_\gamma = 4.44$ MeV
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb / ster)
Ep (MeV)
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-1}
10^{-2}
1
10
10^2
10^3
10^4

Fig. 2

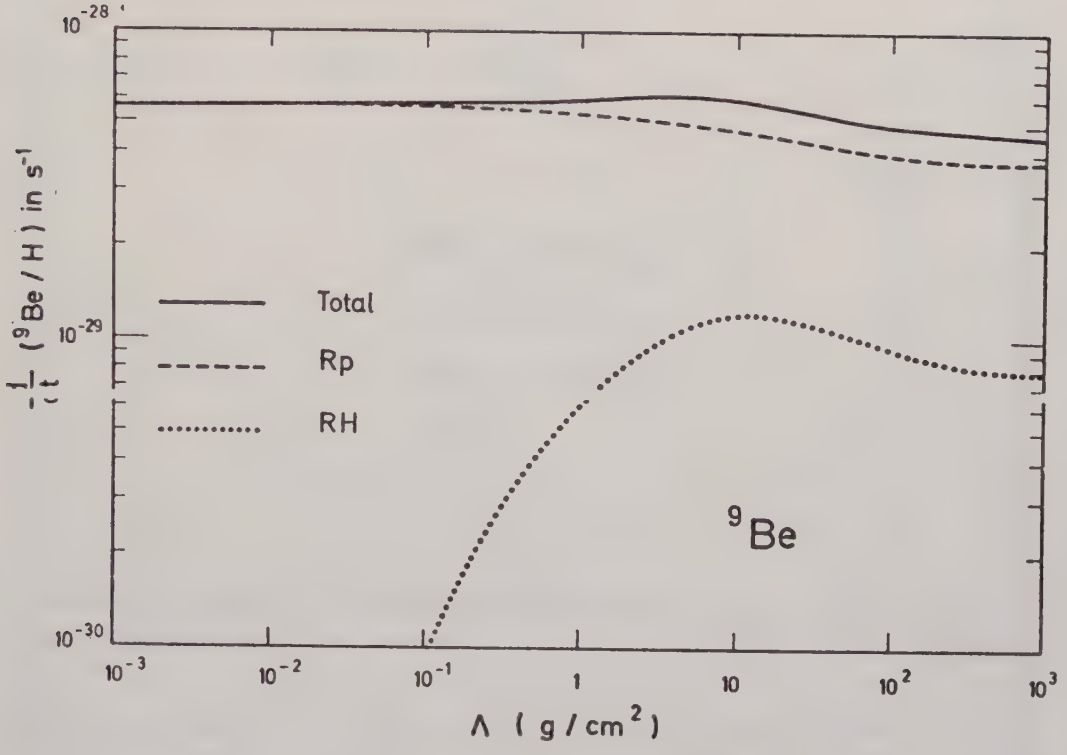
10^{-28}
10^{-29}
10^{-30}
$-\frac{1}{(t}$ (^{9}Be / H) in s^{-1}
Total
Rp
RH
^{9}Be
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^2
10^3
Λ (g / cm^2)

Fig. 3

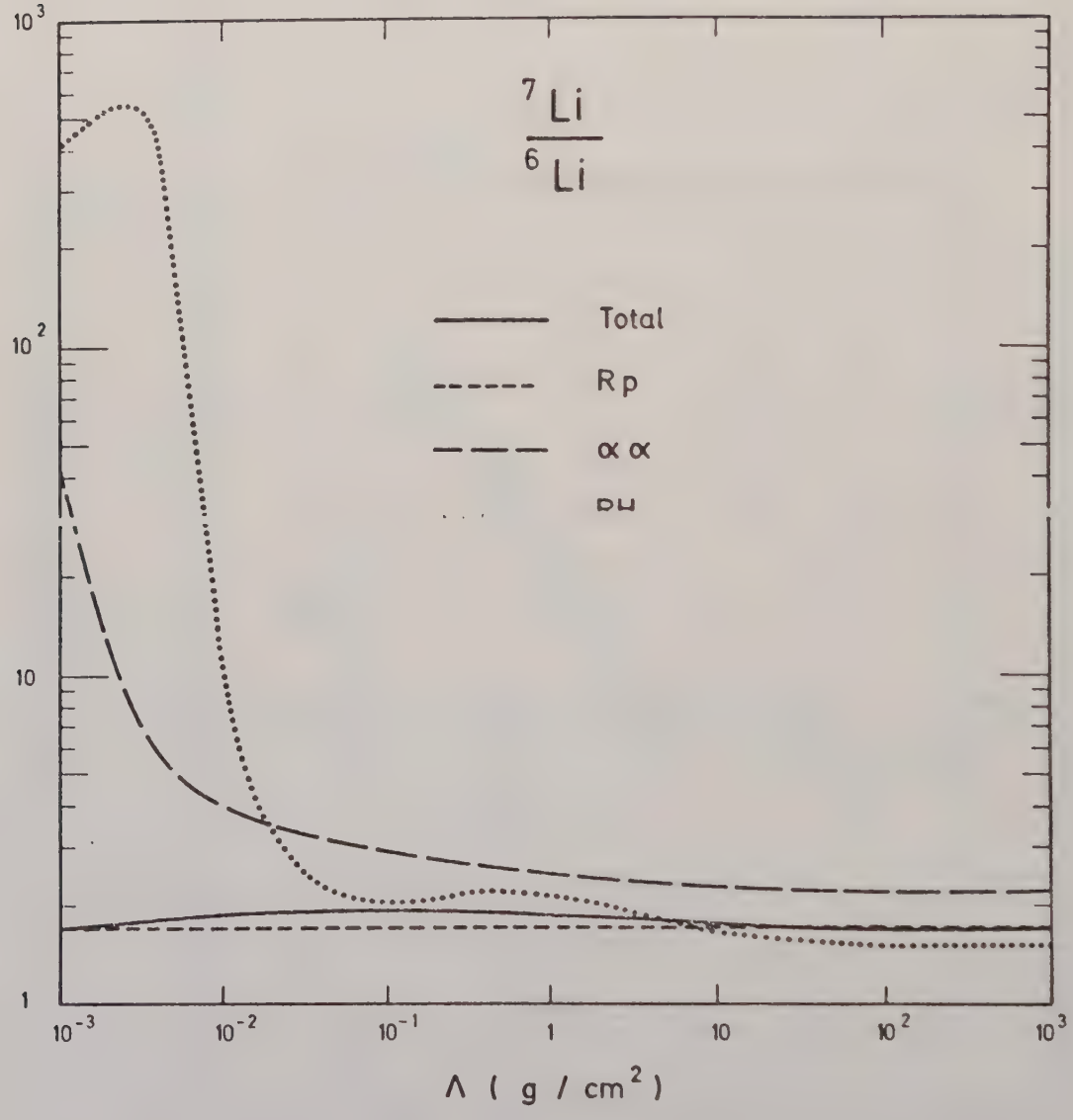

Fig. 4

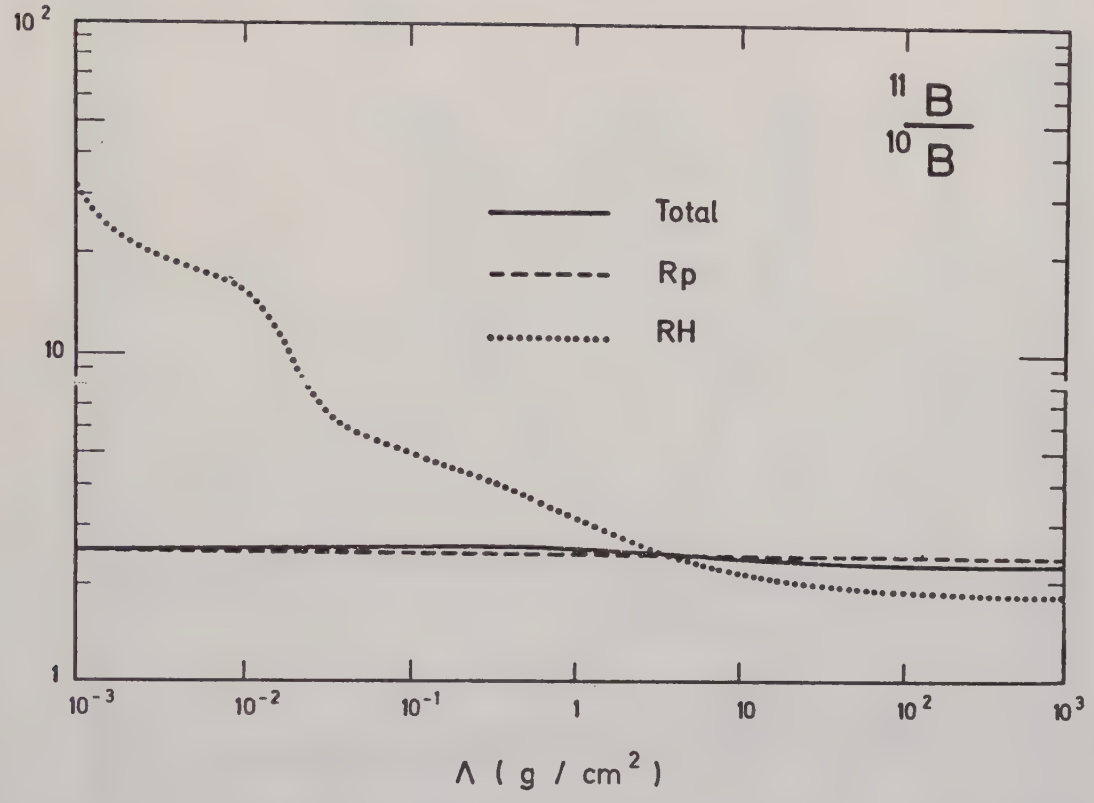

Fig. 5

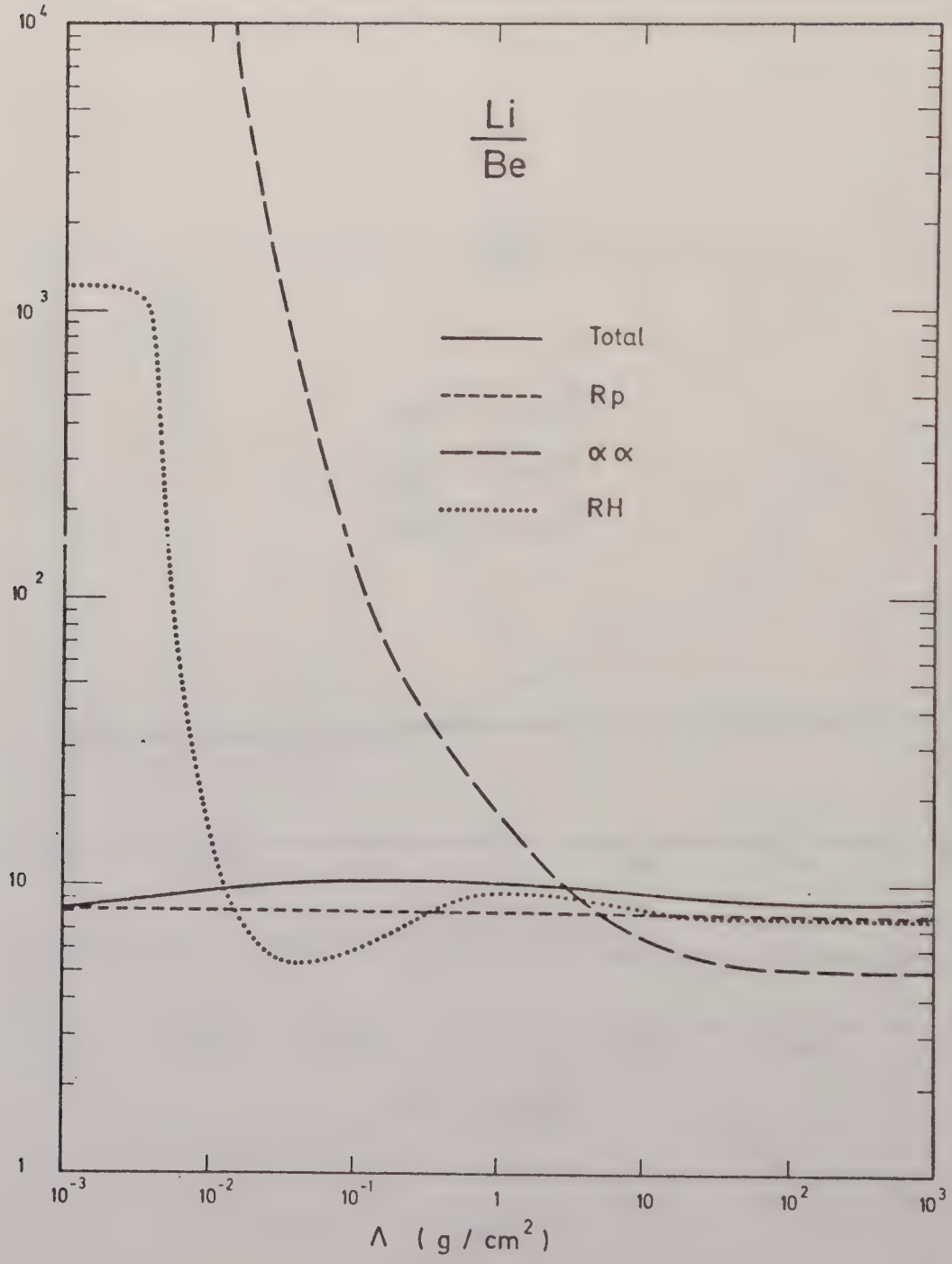
Li
Be
Total
Rp
α α
RH
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^2
10^3
Λ (g / cm^2)

Fig. 6

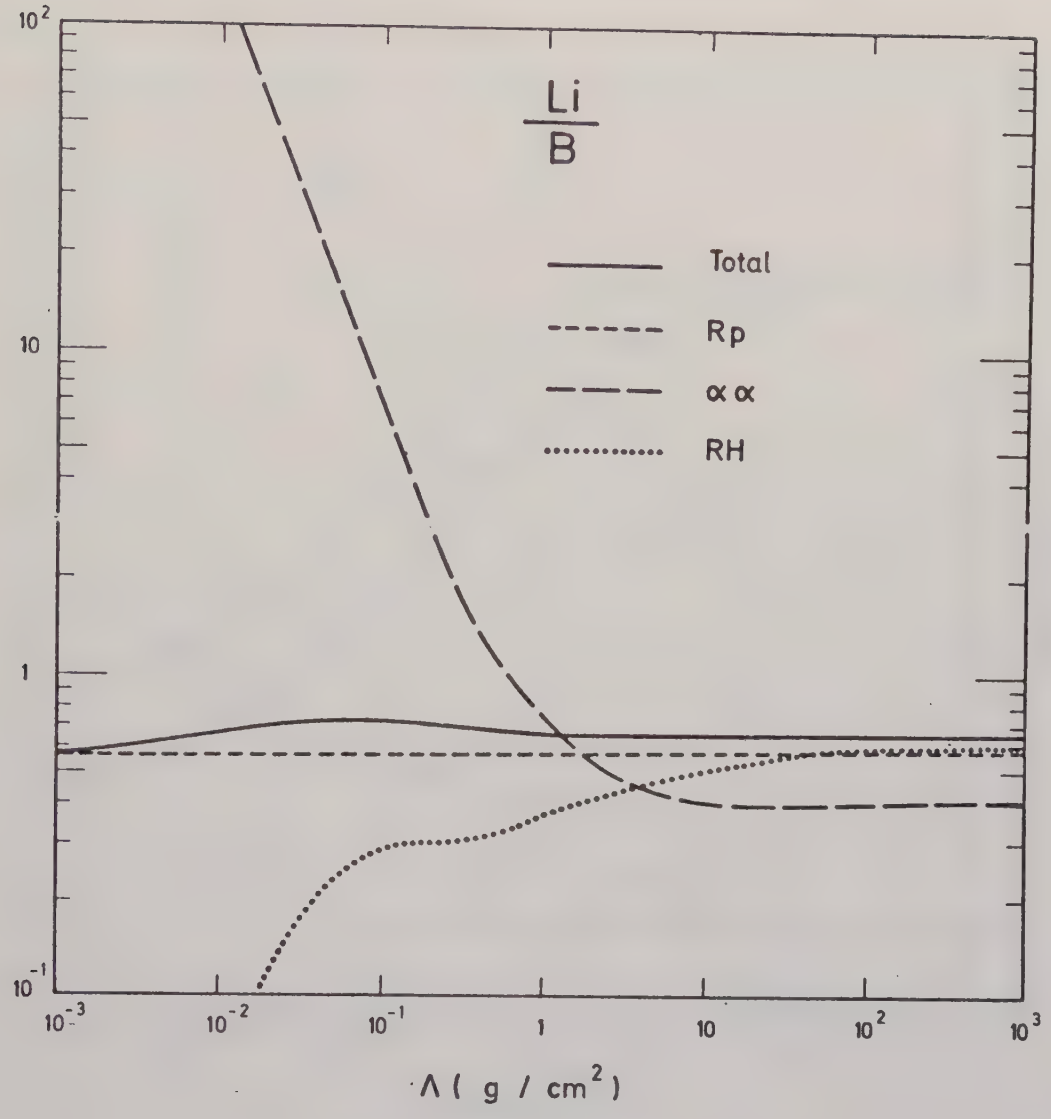

Fig. 7

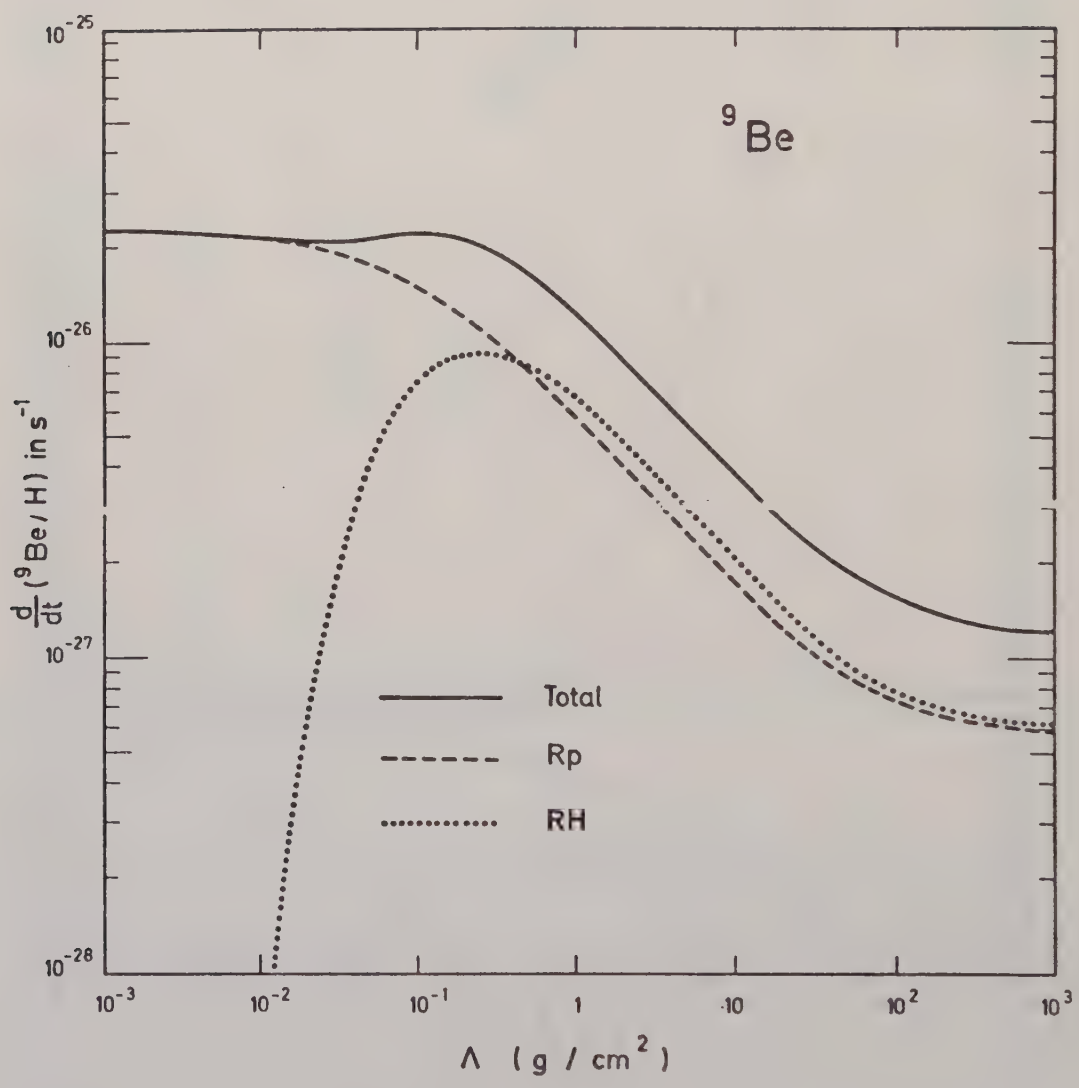
^{9}Be
$\frac{d}{dt}(^9Be/H)$ in s^{-1}
10^{-25}
10^{-26}
10^{-27}
10^{-28}
Total
Rp
RH
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^2
10^3
Λ (g / cm^2)

Fig. 8

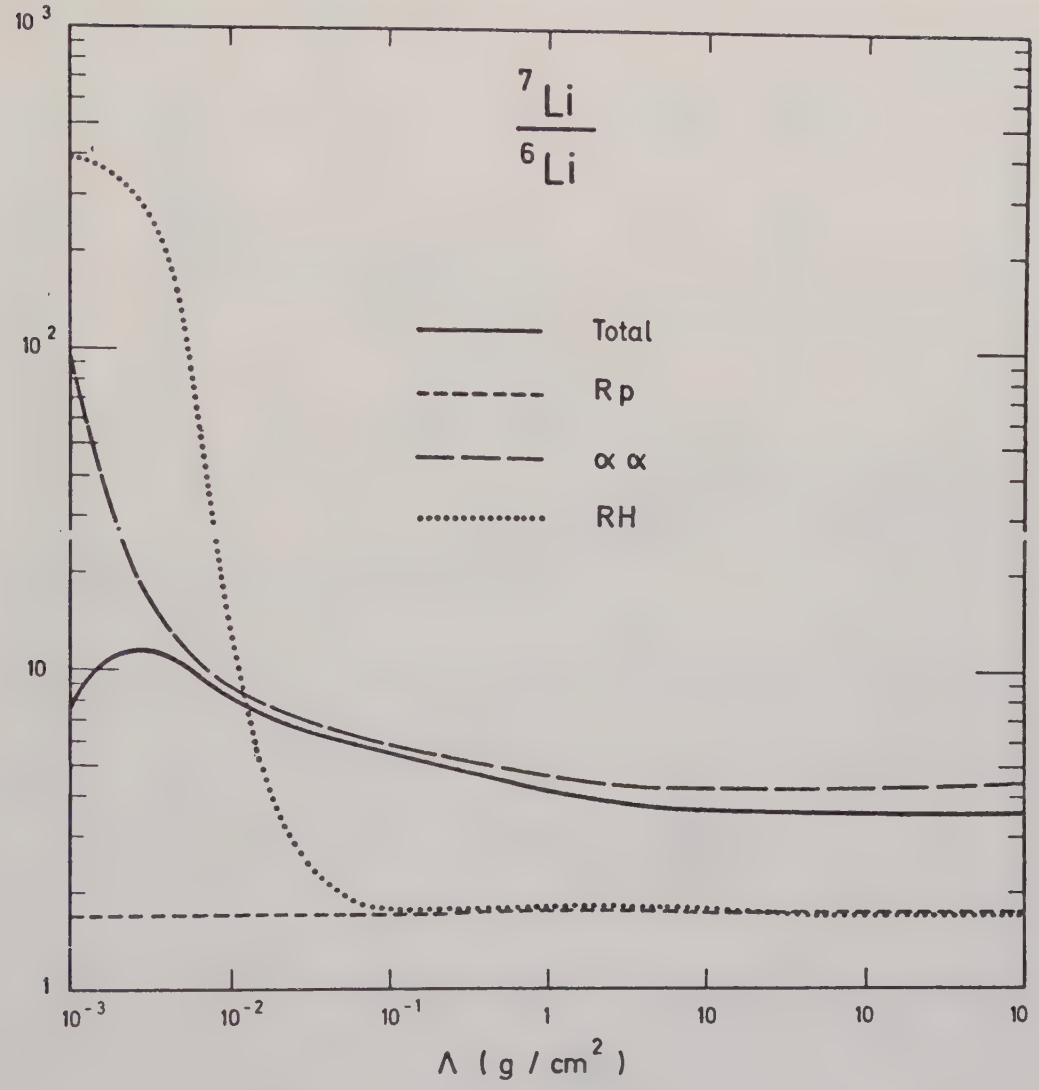
10^3
10^2
10
1
$\frac{^7Li}{^6Li}$
Total
Rp
α α
RH
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10
10
Λ (g / cm^2)

Fig. 9

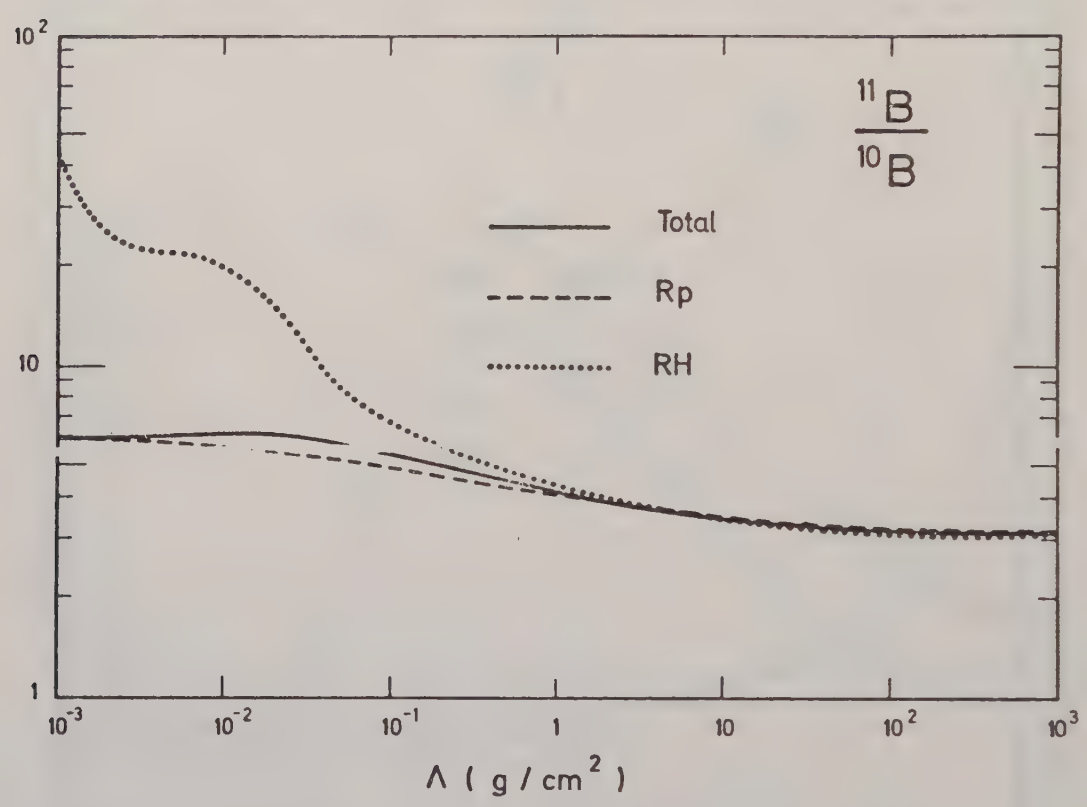

Fig. 10

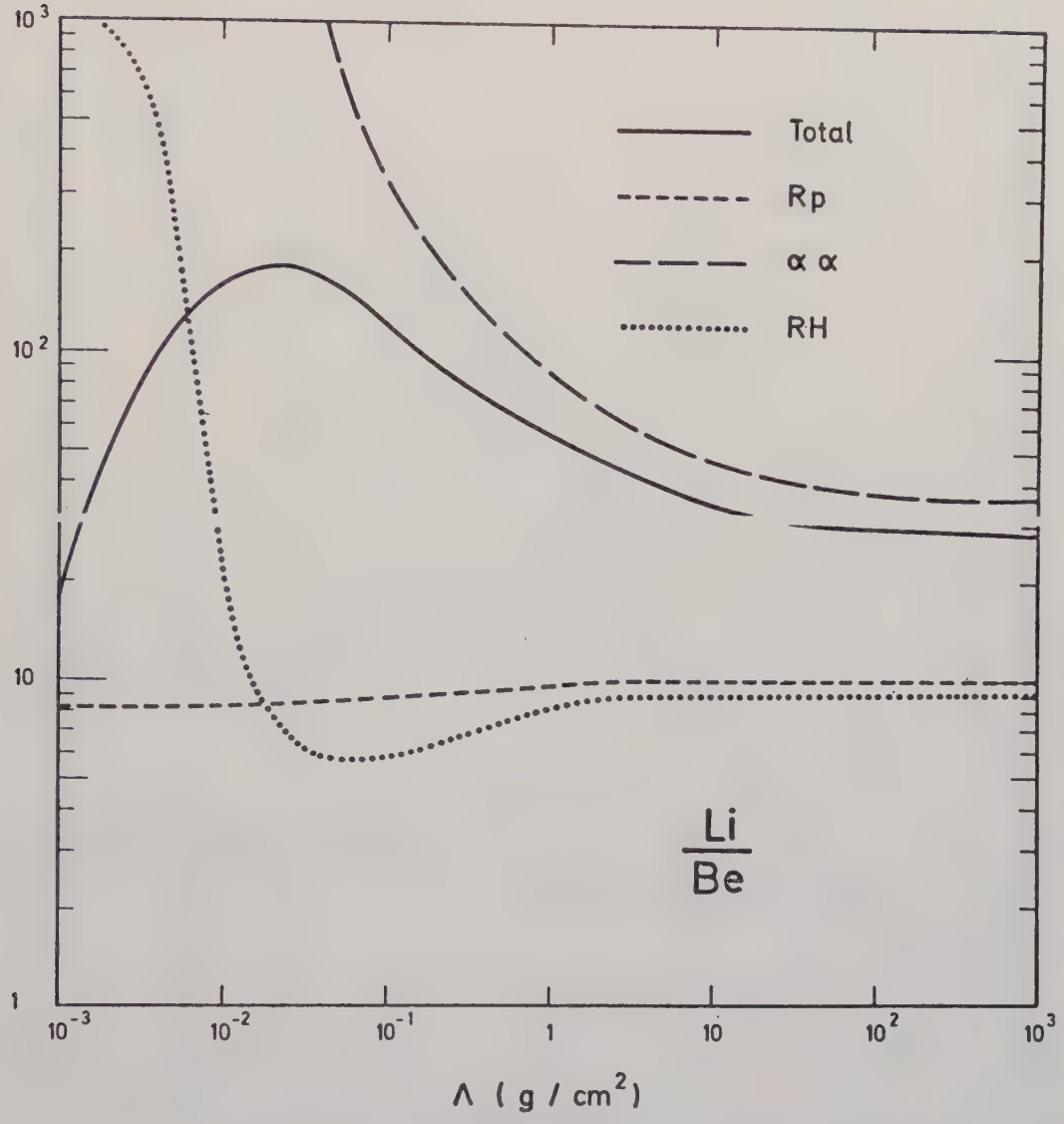

Fig. 11

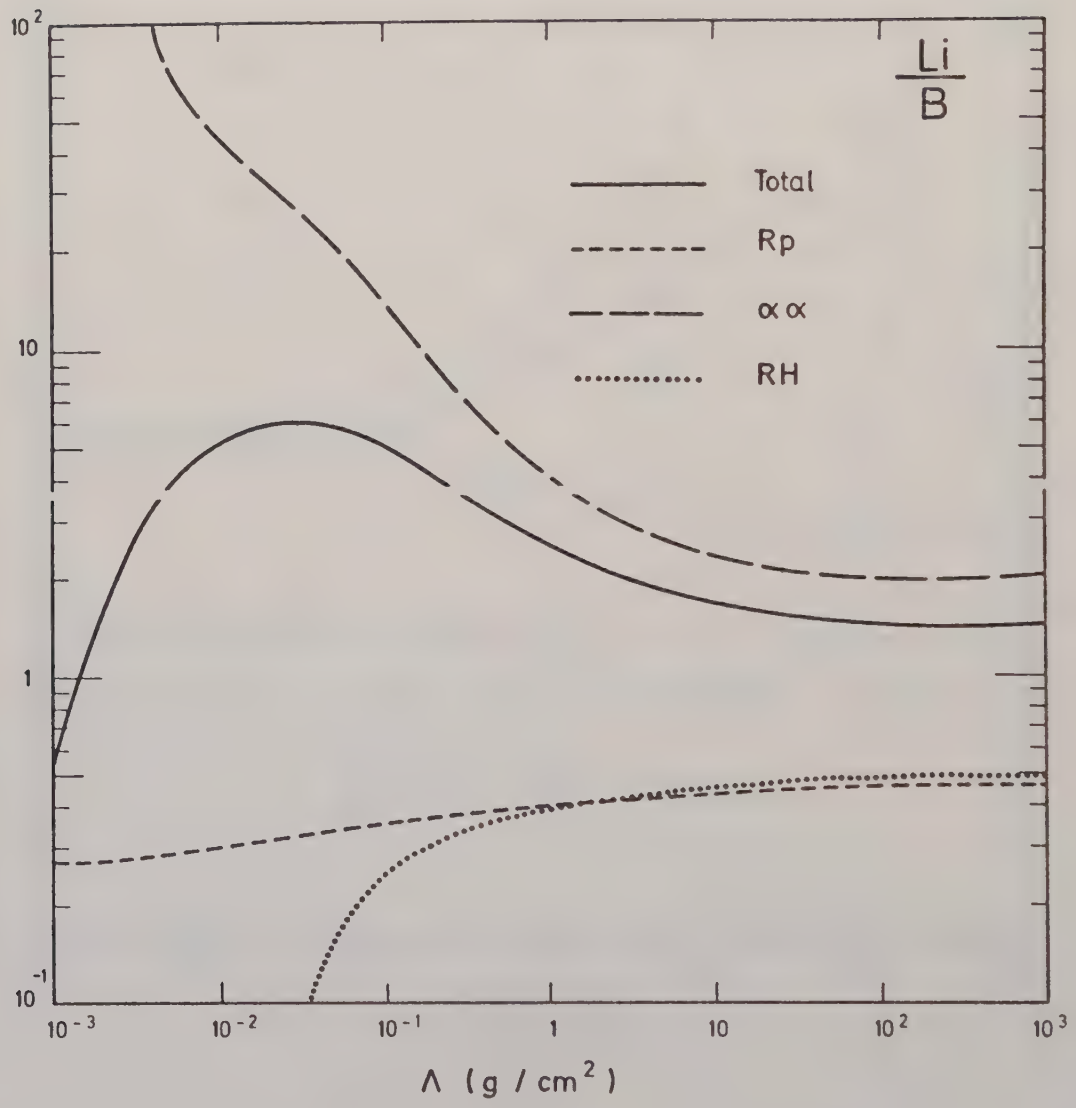

Fig. 12

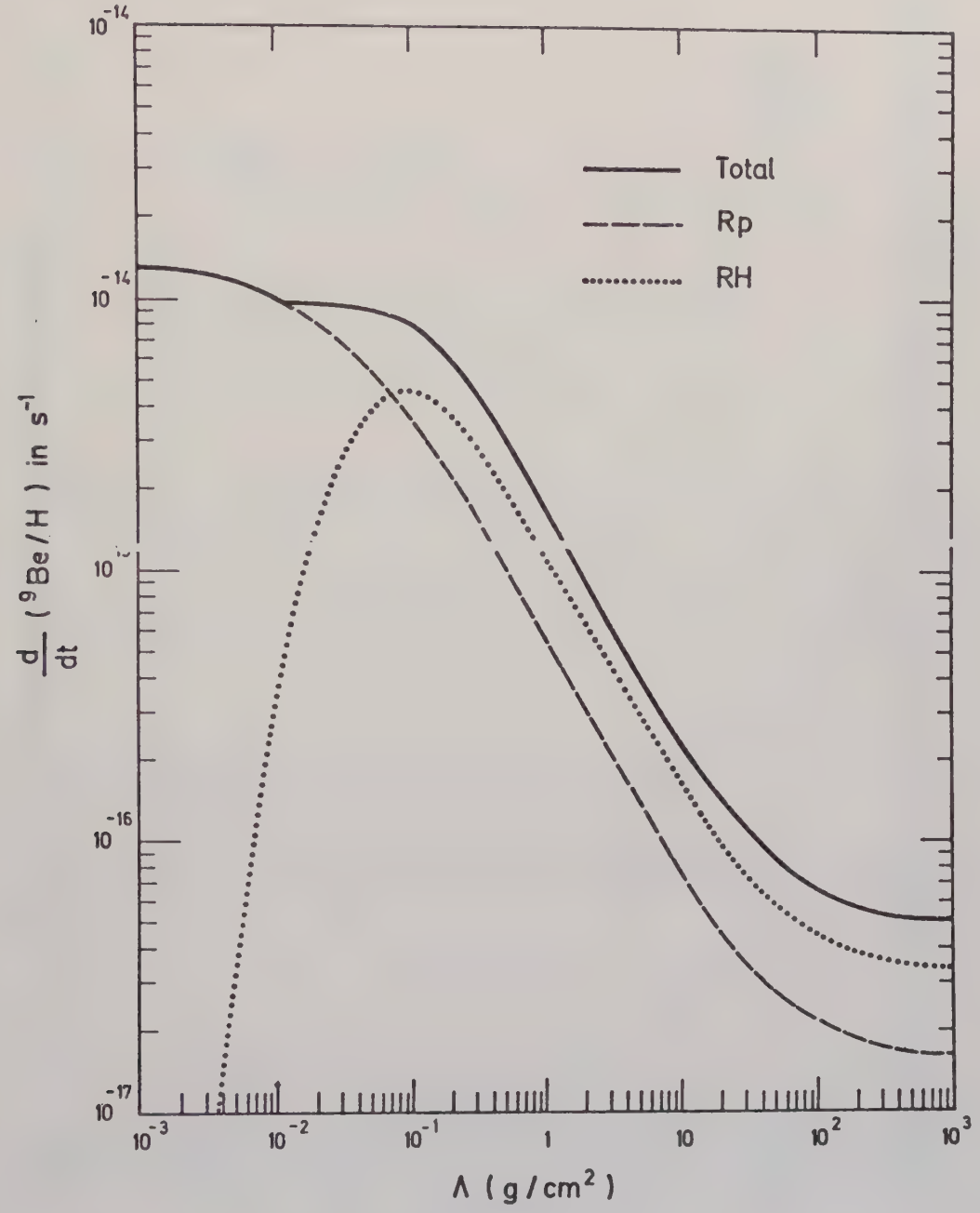
Total
Rp
RH
$\frac{d}{dt}$ (^{9}Be/H) in s^{-1}
10^{-14}
10^{-14}
10^{-16}
10^{-17}
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^2
10^3
Λ (g/cm^2)

Fig. 13

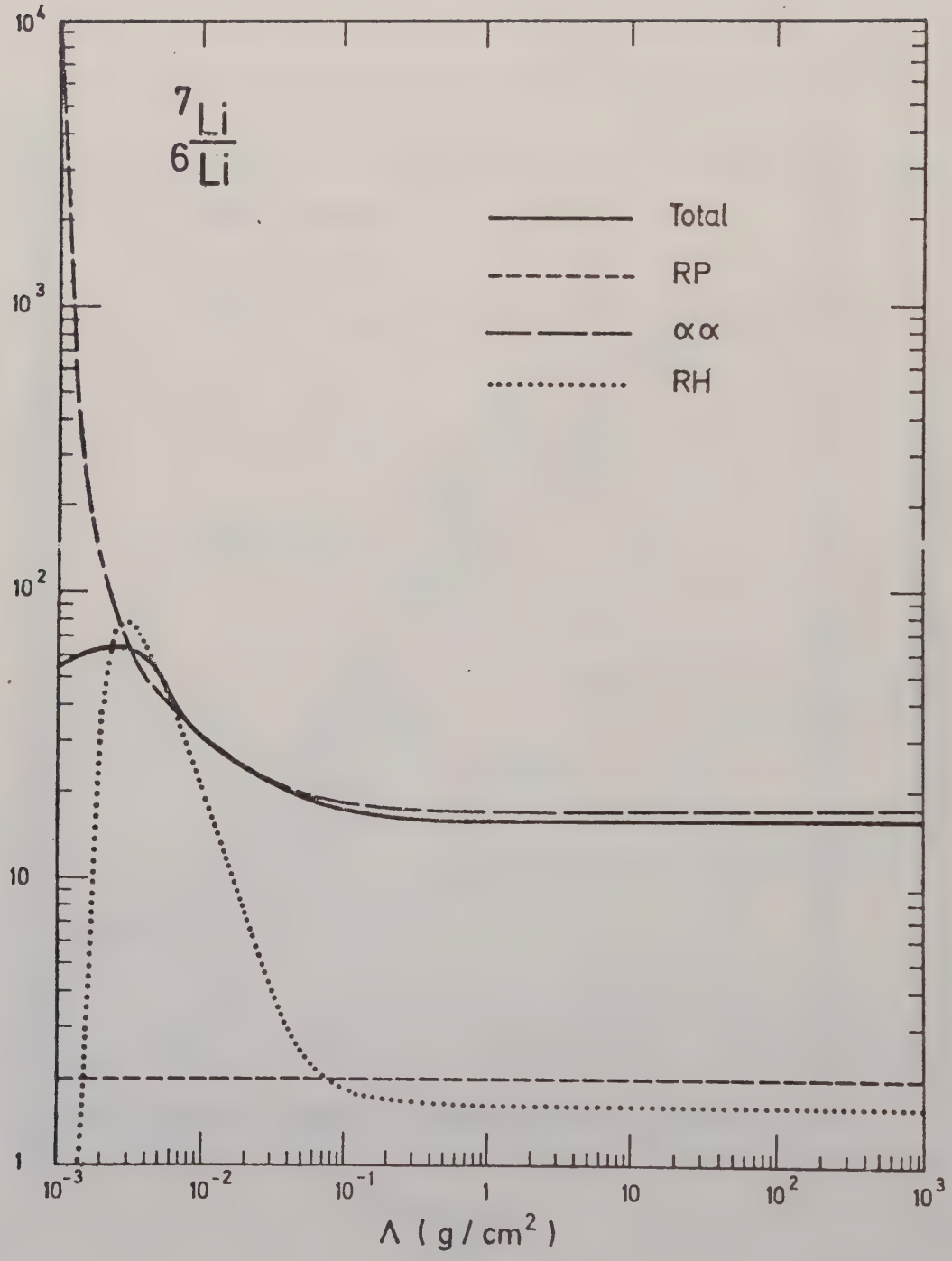
$^7Li/^6Li$
Total
RP
αα
RH
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^2
10^3
Λ (g / cm^2)

Fig. 14

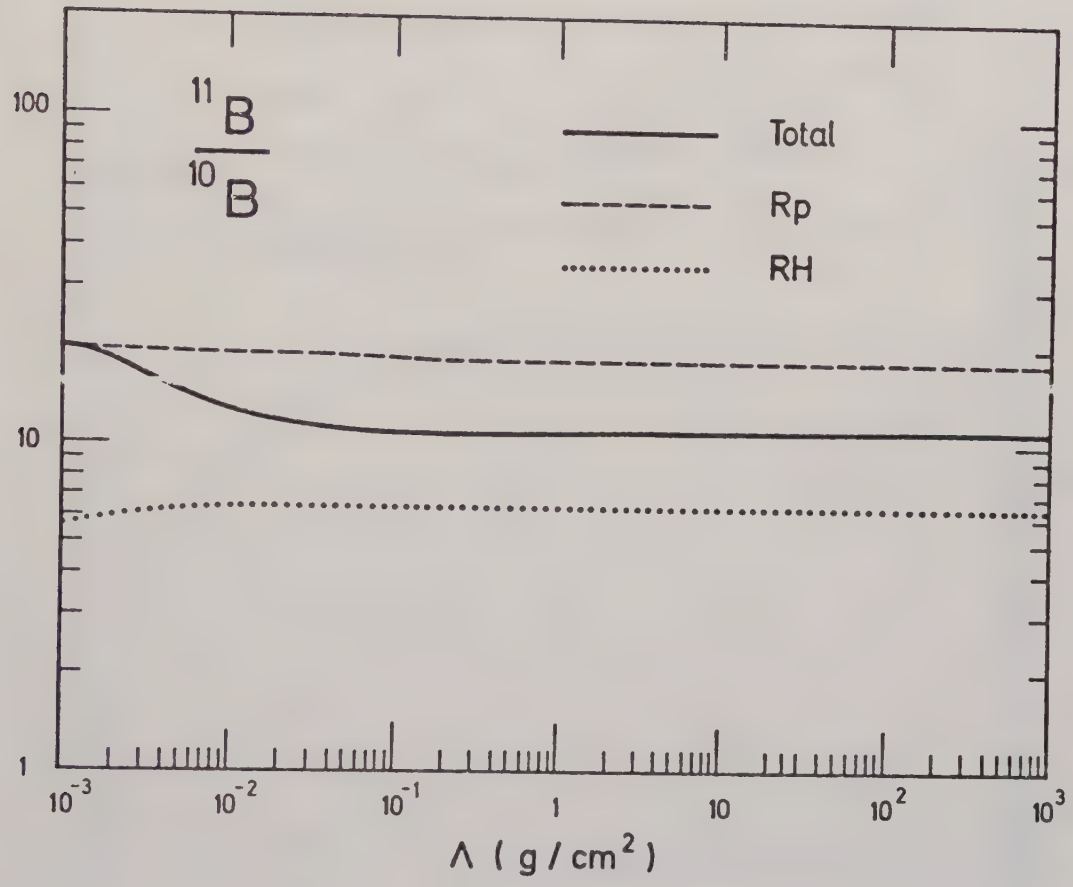

Fig. 15

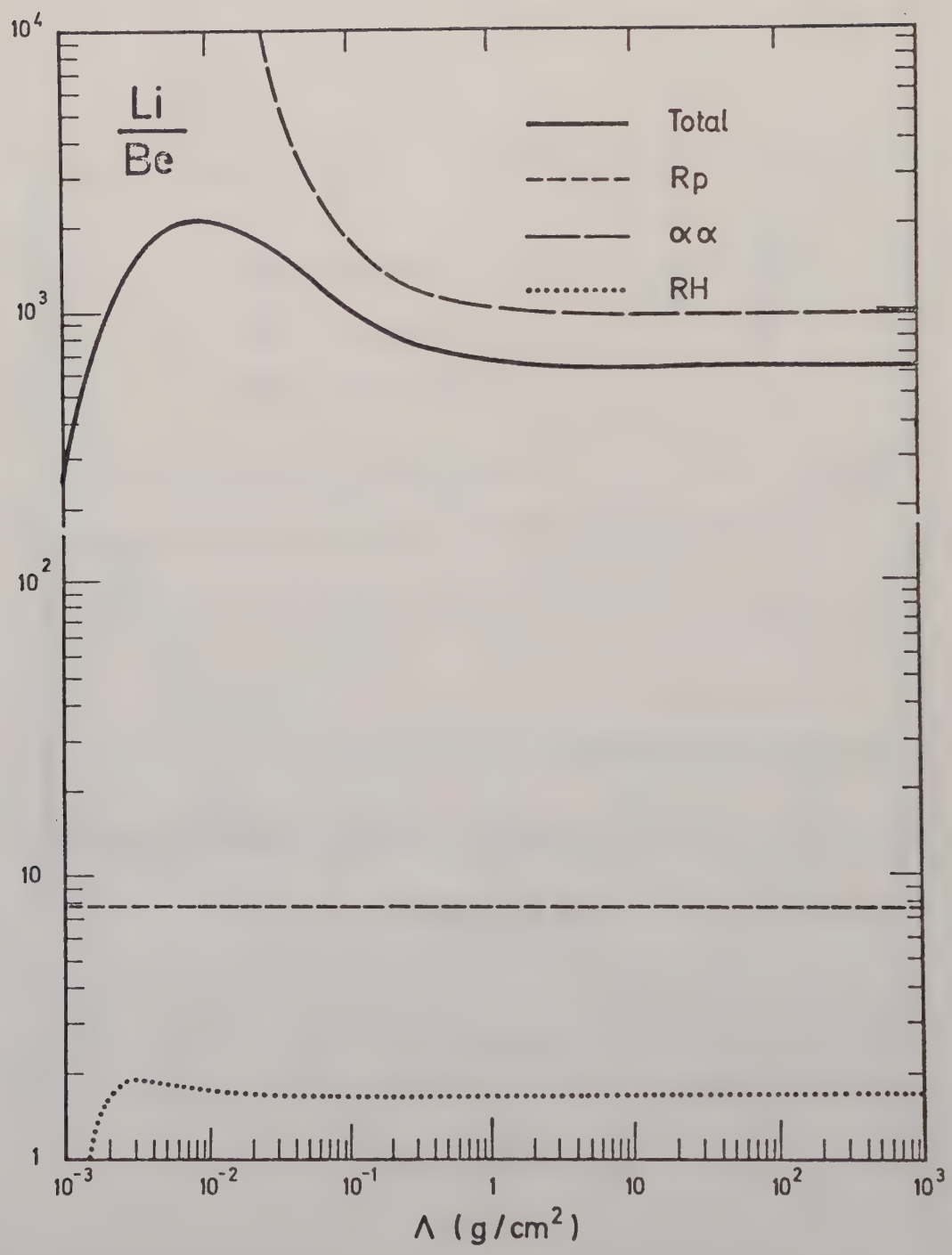
Li
Be
Total
Rp
αα
RH
10^4
10^3
10^2
10
1
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^2
10^3
Λ (g/cm²)

Fig. 16

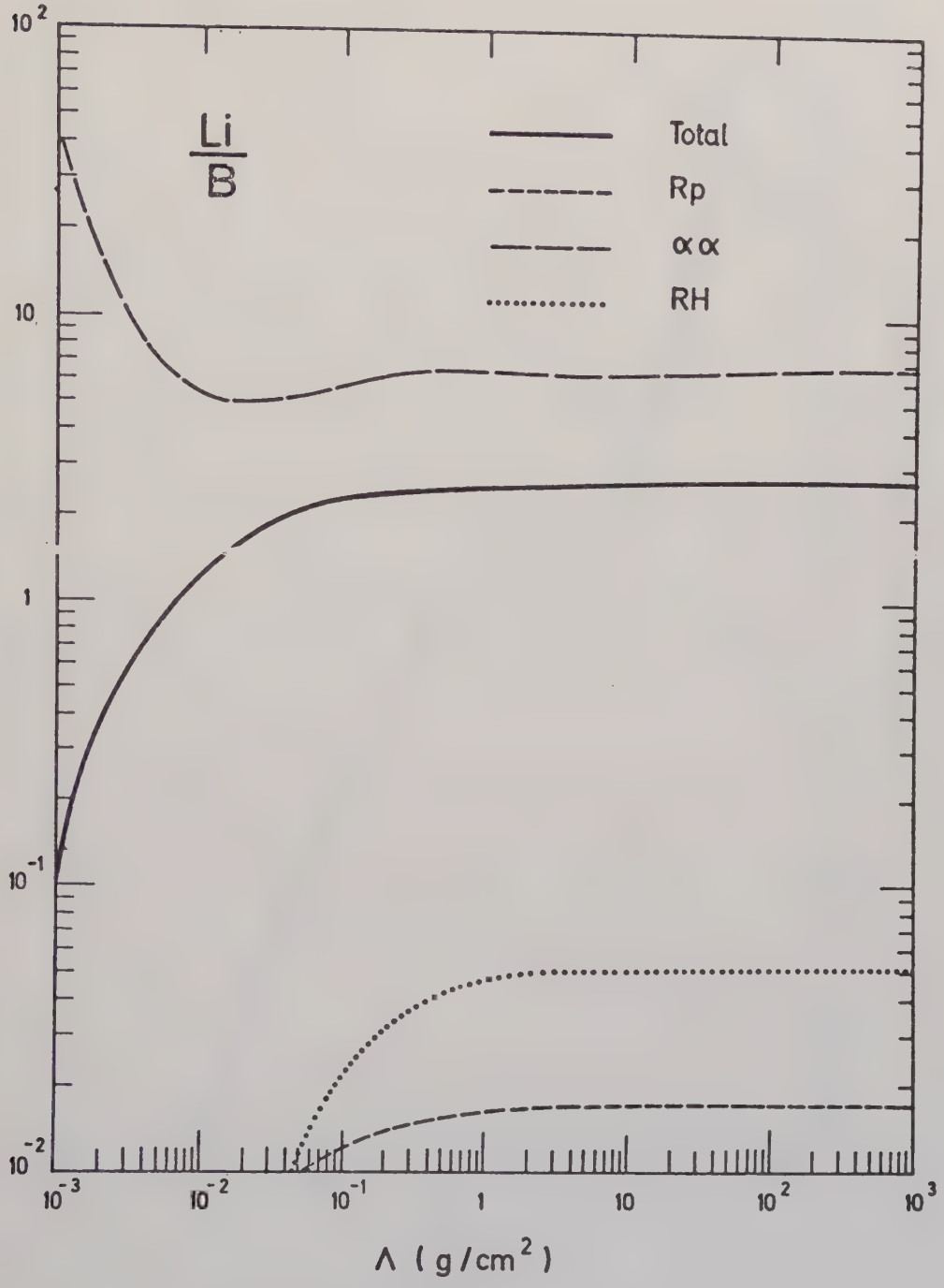

Fig. 17

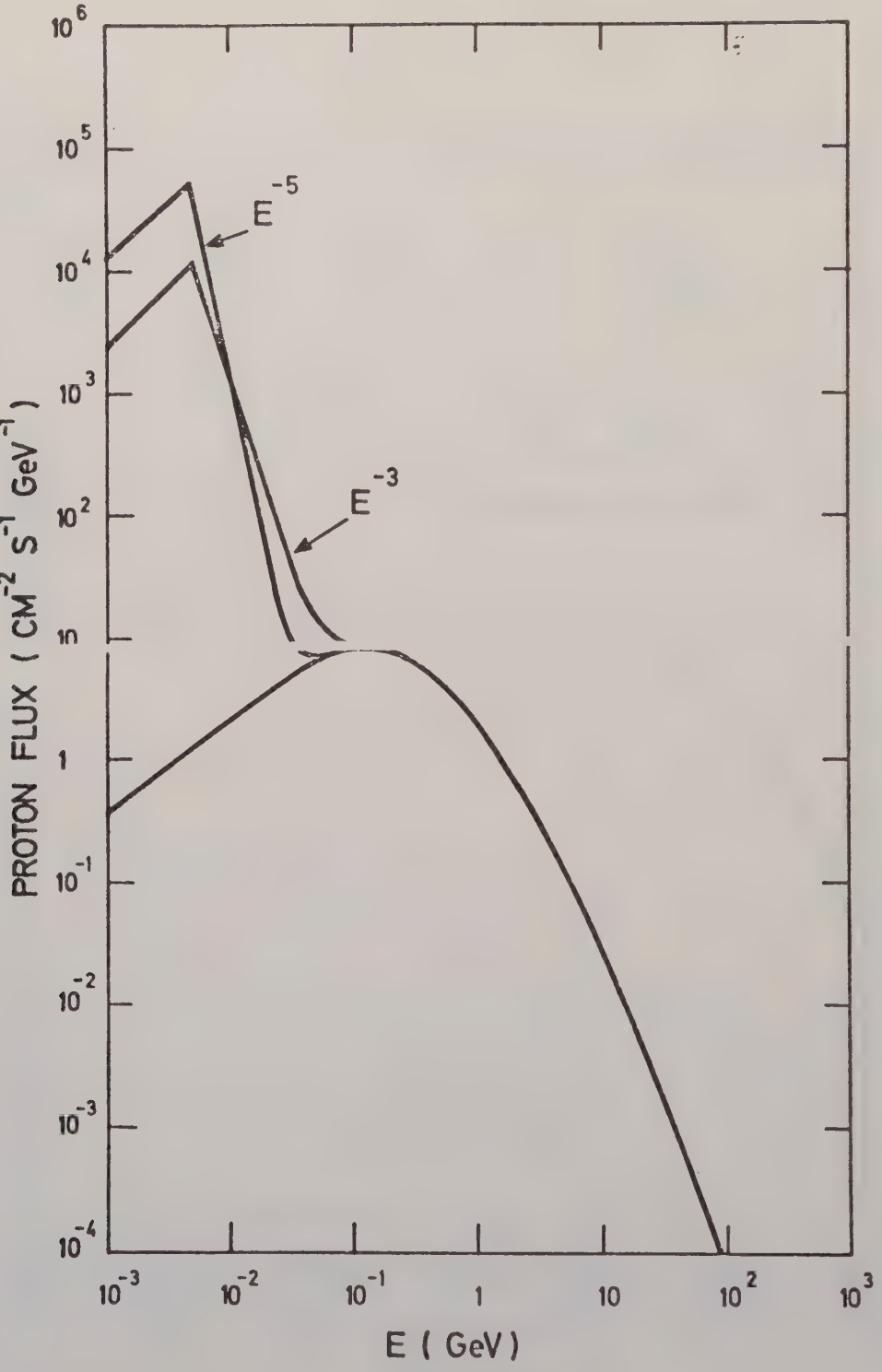
PROTON FLUX (CM^{-2} S^{-1} GeV^{-1})
E (GeV)
E^{-5}
E^{-3}
10^{6}
10^{5}
10^{4}
10^{3}
10^{2}
10
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
10^{2}
10^{3}

Fig. 18